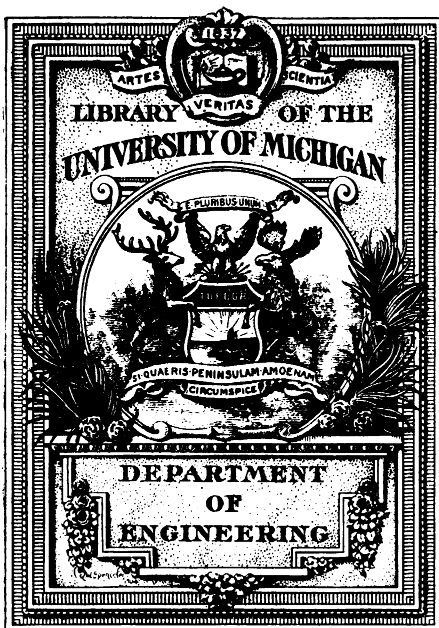
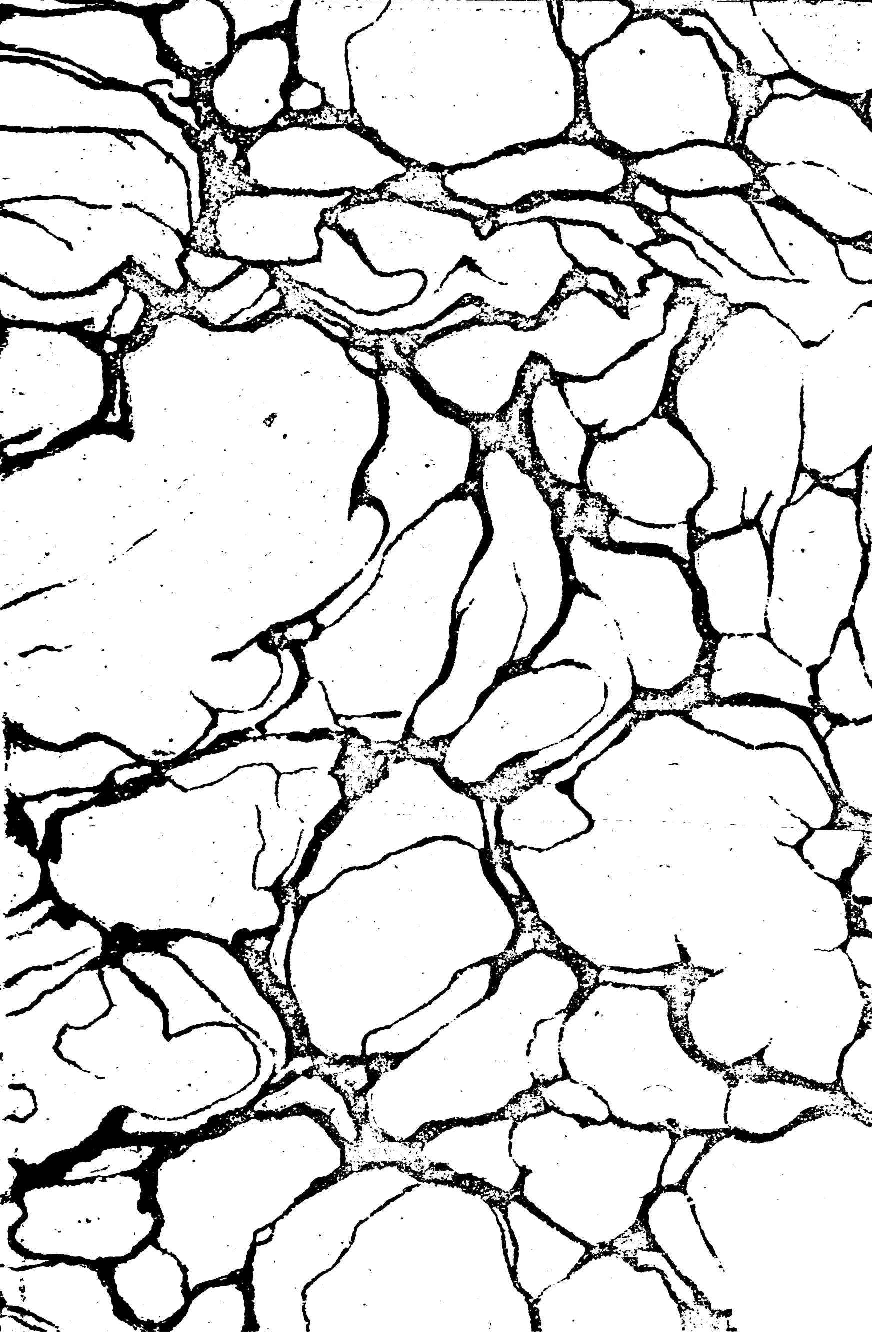


ARTES
SCIENTIA
VERITAS
LIBRARY OF THE
UNIVERSITY OF MICHIGAN
E PLURIBUS UNUM
TUEBOR
SI QUAERIS PENINSULAM AMOENAM
CIRCUMSPICE
DEPARTMENT
OF
ENGINEERING



LEÇONS

SUR LES

MOTEURS A GAZ

ET A PÉTROLE

ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES

LEÇONS
SUR LES
MOTEURS A GAZ
ET A PÉTROLE

FAITES A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE BORDEAUX

PAR

L. MARCHIS, Lucien René [illegible] Edmond

PROFESSEUR ADJOINT DE PHYSIQUE A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE BORDEAUX



PARIS

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

ÉDITEUR DES ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES

QUAI DES GRANDS-AUGUSTINS, 55

1901

A MM.

***CLAVEL**, Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées,*

Agent-Voyer en chef du département de la Gironde;

***LOISELEUR**, Ingénieur en chef*

des Ponts et Chaussées, Ingénieur principal de la Voie

à la Compagnie du Midi;

***VIDAL**, Ingénieur des Ponts et Chaussées,*

Hommage affectueux.

INTRODUCTION

I

La très grande place que les moteurs à gaz et à pétrole ont occupée en 1900 dans la partie de l'Exposition réservée aux machines conduit tout naturellement à jeter un regard en arrière et à se demander de quelle époque date cette industrie, quelles sont les phases qu'elle a traversées avant de parvenir à un tel développement [1]. L'idée de faire mouvoir une machine en provoquant derrière un piston l'explosion d'un corps convenable semble avoir été antérieure à l'idée d'employer pour le même but la force expansive

---

[1] Nous n'avons pas l'intention de faire dans cette Introduction l'historique complet du développement de l'industrie des moteurs à gaz; ce sujet a été traité avec beaucoup de science par M. A. Witz dans son *Traité théorique et pratique des moteurs à gaz et à pétrole.* (Paris, E. Bernard; 1892-1895-1899.)

de la vapeur. Cette idée se trouve en effet exprimée vers 1680 dans les écrits de l'abbé Hautefeuille et de Huyghens, qui proposent comme explosif la poudre à canon. Les insuccès de ces premières machines à poudre les font rejeter comme des utopies dangereuses, et, depuis Denis Papin jusqu'à Watt, tous les efforts du dix-huitième siècle se portent sur la machine à vapeur.

Il faut arriver à l'inventeur du gaz d'éclairage, Philippe Lebon d'Humbertin, pour voir reparaître la machine à explosion, dont le premier projet est exposé en 1801. Le corps dont l'explosion va repousser le piston de la machine n'est plus la poudre à canon, mais un mélange d'air et de gaz d'éclairage enflammé au moyen de l'étincelle produite par une machine électrique. Lebon indique même qu'il sera très avantageux de comprimer le mélange gazeux explosif avant de l'enflammer ; c'est donc à lui que nous devons attribuer l'honneur d'un des perfectionnements les plus importants que l'on ait introduits dans le fonctionnement de ces moteurs.

Après Lebon, la machine à explosion continue à attirer l'attention des ingénieurs, qui ne comprennent pas d'abord tout le parti qu'ils peuvent tirer des idées du savant français. C'est ainsi que

le gaz d'éclairage, qui devait faire la fortune du nouveau moteur, n'est plus employé pour l'alimenter. Les inventeurs proposent comme mélanges détonants toutes sortes de mélanges d'air et de substances diverses : de la poudre de lycopode, des vapeurs de certains hydrocarbures, jusqu'à de l'hydrogène. De 1830 à 1860, nous voyons éclore les types de moteurs les plus divers, qui, par leurs transformations successives, préparent l'avènement du premier moteur à gaz véritablement industriel : le *moteur Lenoir*.

C'est le 24 janvier 1860 que Lenoir prend le brevet du premier moteur à gaz, qui a eu, au début, tant de succès dans l'industrie. On peut dire que le moteur à gaz industriel est né à cette date, à partir de laquelle il n'a cessé de se perfectionner et de faire concurrence à la machine à vapeur.

Nous diviserons en quatre périodes l'histoire des développements de l'industrie des moteurs à gaz.

La *première période* va de 1860 à l'Exposition universelle de 1867 ; elle est caractérisée par l'invention du moteur Lenoir et par celle du moteur atmosphérique Otto-Langen, qui paraît pour la première fois à cette Exposition.

Dans la *deuxième période*, comprise entre l'Expo-

sition de 1867 et celle de 1878, Otto, reprenant une idée émise avant lui par Beau de Rochas, crée le moteur à quatre temps et l'amène à un état de perfection jusqu'alors inconnu de ce genre de machines. En Amérique, Brayton contribue à répandre les premiers moteurs qui utilisent le pétrole à la place du gaz d'éclairage (1).

A la suite du succès obtenu à l'Exposition de 1878 par le moteur Otto, les ingénieurs se préoccupent d'apporter des perfectionnements au moteur à gaz. La *troisième période* du développement de l'industrie de ce moteur, période qui s'étend de l'Exposition de 1878 à l'Exposition de 1889, voit naître à côté du type Otto à quatre temps un très grand nombre d'autres types tels que le moteur à deux temps de Dugald Clerk, le moteur à six temps de Griffin, les moteurs à détente prolongée d'Atkinson, de Charon, etc.

Tous ces essais d'autres types que le type à quatre temps sont de moins en moins employés pendant la *quatrième période*, qui vient de se terminer par l'Exposition de 1900. On ne rencontre

(1) C'est Lenoir qui a le premier appliqué le pétrole au moteur à explosion; il construisit vers 1864 ou 1865 un moteur à essence actionnant une voiture automobile. (Note communiquée par M. Hirsch, professeur au Conservatoire des Arts et Métiers.)

en effet à cette Exposition que des moteurs à quatre temps plus ou moins modifiés au point de vue d'une meilleure utilisation de la détente, plus ou moins perfectionnés au point de vue du réglage, de la mise en marche, de la construction et du fini des diverses pièces. En même temps la puissance de ces moteurs s'accroît; on arrive à construire des moteurs à un cylindre dont la puissance dépasse 500 chevaux et des moteurs à cylindres jumellés de 1 000 chevaux et plus. Cet accroissement de puissance entraîne toute une révolution dans le mode d'alimentation des moteurs à gaz; le gaz d'éclairage, trop cher, est abandonné pour l'emploi de gaz pauvres produits à aussi bas prix que possible dans des gazogènes dont la construction fait tous les jours de grands progrès. Enfin les besoins de la mécanique agricole, ceux de l'industrie automobile, répandent de plus en plus l'emploi du pétrole, qu'un nouvel aliment, l'alcool, tente, jusqu'ici sans succès, de supplanter.

Telle est la manière dont on peut caractériser le développement de l'industrie des moteurs à gaz. Développons maintenant cet aperçu en étudiant les phases successives dont nous venons de tracer les principaux caractères.

II

Le moteur Lenoir est une machine dans laquelle le fluide moteur, au lieu d'être la vapeur d'eau, est un mélange explosif d'air et de gaz d'éclairage. Le dispositif est celui d'une machine à vapeur; le moteur est à double effet, la distribution s'effectue au moyen de tiroirs conduits par des excentriques. Imaginons que le cylindre de cette machine soit horizontal et considérons ce qui se passe du côté de la face droite du piston, par exemple :

1° Le piston, étant à l'extrémité *droite* de sa course et se mouvant de *droite à gauche*, aspire le mélange tonnant d'air et de gaz pendant la première moitié de sa course;

2° A mi-course du piston, le tiroir d'admission se ferme et l'explosion a lieu;

3° Le piston achève sa course de droite à gauche sous l'impulsion produite par l'explosion;

4° Le piston, arrivé à l'extrémité *gauche* de sa course et revenant de *gauche à droite*, refoule à

l'extérieur du moteur les gaz brûlés, auxquels un tiroir d'évacuation livre passage.

Le moteur Lenoir, construit avec soin par un constructeur habile, Marinoni, excita un grand enthousiasme, qui ne tarda pas à dégénérer en une exagération manifeste bientôt suivie d'un dénigrement systématique.

La machine de Lenoir ne méritait ni les éloges dithyrambiques qui lui furent décernés ni les critiques malveillantes qui ne lui furent pas épargnées. Elle fut en effet un précieux auxiliaire de la petite industrie et rendit de grands services à ceux qui surent l'utiliser. En 1864 il y avait à Paris 127 moteurs Lenoir en fonctionnement; leur puissance variait d'un demi-cheval à quatre chevaux; la dépense de gaz garantie par cheval-heure indiqué était de 2 000 litres de gaz (à 5 300 calories par mètre cube), et cette garantie était généralement réalisée.

Le *moteur Hugon* entra rapidement en concurrence avec le moteur Lenoir. Ces deux moteurs différaient par deux points :

1° Le mélange explosif était enflammé par un brûleur;

2° Le cylindre était refroidi à l'intérieur et lubrifié par une injection d'eau pulvérisée qui,

se transformant en vapeur, ajoutait sa force expansive à celle du gaz au moment de l'explosion. Il en résultait une grande économie d'huile et d'eau et une légère diminution de la consommation en gaz combustible. Cette idée a été reprise dans ces dernières années par la maison Ganz et Cie de Budapest, qui l'a appliquée dans un moteur (moteur Banki) exposé en 1900 à Vincennes.

A l'Exposition de 1867 parut, à côté des moteurs Lenoir et Hugon, un moteur construit par un ingénieur allemand qui a laissé dans l'industrie des moteurs à gaz une trace très profonde : nous voulons parler de Nicolas-Auguste Otto. Le moteur construit par Otto en collaboration avec Langen et avec Daimler était un moteur atmosphérique vertical. Pendant la montée du piston, montée qui était produite par l'explosion d'un mélange d'air et de gaz d'éclairage, l'arbre de la machine ne tournait pas ; la rotation de cet arbre s'effectuait seulement pendant la descente, qui s'opérait sous l'action de la pression atmosphérique et de son propre poids. D'après des expériences très soignées entreprises par M. Tresca sur un moteur d'un demi-cheval en fonctionnement au Champ-de-Mars,

la consommation totale par cheval-heure indiqué fut de 1 359 litres de gaz (à 5 300 calories par mètre cube), en y comprenant le gaz brûlé par le bec d'allumage. Les moteurs Lenoir et Hugon étaient donc fortement distancés par le nouveau moteur; les consommations des trois machines furent en effet

10 (Lenoir), 6 (Hugon), 4 (Otto-Langen).

A la suite de certains perfectionnements indiqués par la pratique, Otto et Langen, qui avaient fondé une grande usine à Deutz, près de Cologne, abaissèrent la consommation par cheval-heure indiqué à 800 litres de gaz (à 5 300 calories par mètre cube). Dans ces conditions, un moteur Otto-Langen était plus économique qu'une machine à vapeur de mêmes dimensions. Aussi la fabrique de Deutz construisit-elle en dix ans plus de 5 000 moteurs qui, à l'égal des précédents, n'ont plus aujourd'hui qu'un intérêt rétrospectif.

III

Malgré tous les perfectionnements dont nous venons de parler, la grande consommation d'un combustible aussi cher que le gaz d'éclairage écartait d'emblée l'application à la grande industrie des moteurs Lenoir, Hugon et même Otto-Langen; elle les laissait confinés dans les petites puissances de 1 à 2 chevaux et restreignait par suite considérablement leurs usages. Quelles étaient les causes qui élevaient d'une façon si démesurée la consommation des moteurs à explosion? Quels étaient les moyens d'abaisser cette dépense?

C'est ce problème difficile qu'aborda et résolut d'une manière complète en 1862 un ingénieur français, *Beau de Rochas.* Dans un brevet pris le 16 janvier 1862, ce savant a défini d'une manière bien nette les meilleures conditions de marche du *moteur à quatre temps*.

Voici, dans une telle machine, quelles sont les opérations qui se succèdent sur une des

faces du piston pendant une *double* révolution :

1er temps.	Aspiration du mélange tonnant pendant une course entière.	Premier tour de l'arbre.	1re course avant.
2e —	Compression du mélange dans le fond du cylindre.		1re course arrière.
3e —	Allumage, explosion, détente. [Course motrice.]	Deuxième tour de l'arbre.	2e course avant.
4e —	Refoulement des gaz brûlés hors du cylindre.		2e course arrière.

En même temps, Beau de Rochas indiqua dans son brevet les règles à suivre pour obtenir la meilleure marche du moteur. Il montra qu'il fallait :

1° Que le cylindre eût le plus grand volume possible sous la forme du minimum de surface périphérique;

2° Que le piston eût la plus grande vitesse possible de marche;

3° Que les gaz fussent détendus aussi loin que possible;

4° Qu'ils eussent la plus grande pression possible à la fin de la compression.

Malheureusement Beau de Rochas a plutôt tracé un programme de ce qu'il fallait essayer qu'il n'a indiqué le moyen de le réaliser. Comme

le dit M. Witz, « s'il est vrai qu'il déclare nettement que l'on doit opérer dans un cylindre unique et que les soupapes sont préférables aux tiroirs, on ne saurait nier d'autre part qu'aucun dessin n'est annexé au brevet et que ce document ne renferme que des indications vagues ou impraticables relativement à l'allumage, à la distribution et à l'évacuation. » Aussi le brevet fut-il inutilement proposé à plusieurs maisons de construction ; l'auteur, en avance sur son temps, ne fut pas compris, et dès 1863 le brevet était tombé dans le domaine public. Il y a quelques années, à la suite d'un remarquable rapport de M. Hirsch (1), la Société d'Encouragement à l'Industrie nationale, reconnaissant la priorité et le mérite de Beau de Rochas, lui a décerné un prix de 3 000 francs sous le nom de *Prix spécial de Mécanique pour l'invention du cycle à quatre temps.*

La question fut reprise quelques années plus tard par Otto, qui construisit à Deutz le premier moteur à quatre temps, qui a été longtemps la perfection du genre. Ce moteur parut pour la première fois en 1878 à l'Exposition de Paris ;

(1) Hirsch, *Bulletin de la Société d'Encouragement à l'Industrie nationale*, 4e série, t. VI ; 1891.

ses résultats pratiques furent excellents dès le début au double point de vue de la régularité de la marche et de la consommation; une dépense de 900 litres de gaz (à 5 300 calories par mètre cube) par cheval-heure indiqué fut tout à fait courante. En somme le succès de la maison Otto fut complet et ne s'est pas démenti depuis; actuellement, plus de 60 000 moteurs Otto fonctionnent dans l'industrie.

Le gaz d'éclairage présente cet inconvénient de n'être à la disposition de l'industrie que dans les villes. Il importait donc, en vue d'applications plus étendues des nouvelles machines, d'en créer une pouvant fonctionner en tous lieux. Pour cela on s'adressa au *pétrole*. On sait que ce produit se trouve dans la nature et que les pays de production sont plus particulièrement la Russie (région de Bakou, sur les bords de la mer Caspienne) et les États-Unis [1]. On a évalué la production

---

[1] L'exploitation des pétroles aux États-Unis appartient presque entièrement à l'United Pipe Line, qui transporte, par tuyaux, les produits de l'extraction à New-York, à Philadelphie, à Baltimore, à Pittsburg ou à Cleveland. A cet effet, un système de conduites est installé sur tout le territoire pétrolifère; le diamètre des tuyaux est de 10 à 15 centimètres et leur longueur atteint 10 000 kilomètres. Les pétroles ainsi transportés sont réunis dans de vastes réser-

totale du pétrole, en 1896, à 95 millions de fûts de 189 litres chacun; à ce total, les États-Unis participent pour 53 millions de fûts et la Russie pour 40 millions de fûts (1).

Parmi les corps que l'on retire du pétrole brut et que l'on emploie dans l'industrie des moteurs, se trouvent deux types principaux :

1° *Le pétrole lampant, huile lampante, kérosène ou photogène;*

2° *L'essence de pétrole.*

En faisant passer dans des conditions spéciales un courant d'air au travers de l'un ou de l'autre

---

voirs en tôle d'une capacité atteignant 50 millions de barils. Le transport du liquide au moyen des *pipe lines*, qui a pris sa principale extension vers 1881, a abaissé, à cette époque, le prix de revient de plus de 10 pour 100.

(1) Depuis une année, la production américaine a subi une diminution d'un tiers; la production russe reste stationnaire, tandis qu'un essor formidable s'est produit dans la région des Carpathes (Roumanie, Bukowine et Galicie). Des travaux importants ont permis de découvrir à 400 mètres de profondeur un bassin pétrolifère dont la richesse peut se chiffrer par 4000 barils par jour. La ligne de direction du pétrole, dans ce bassin, est tout entière dans les terrains éocènes; les grès mous éocènes sont les plus riches en pétrole (un mètre cube de ces roches peut contenir plus d'un hectolitre de pétrole). Depuis deux années, une région jusqu'ici inexploitée entre Schodniça et Stanislasrow s'est couverte de plus de 1 200 puits d'une production énorme. [NEUBURGER et NOALHAT, *le Pétrole en Europe* (*Revue technique;* 10 janvier 1900).]

de ces liquides, on obtient un mélange tonnant analogue au mélange d'air et de gaz d'éclairage et qui, comme lui, peut servir à alimenter les moteurs.

C'est un ingénieur américain du nom de Brayton qui résolut le premier le problème industriel du moteur à pétrole d'une certaine puissance. Dans sa machine, connue sous le nom de *Ready-Motor Brayton,* l'air, comprimé par une pompe, pénètre dans le cylindre moteur à travers une série de disques en bronze perforés entre lesquels se trouve une masse spongieuse, imprégnée d'huile lampante par le jeu continu d'une petite pompe alimentaire. C'est sous forme de rosée que le liquide est entraîné et projeté sur une toile métallique derrière laquelle la combustion se maintient sans interruption et sans *explosion*. Le moteur Brayton est le type des machines dans lesquelles le mélange combustible est enflammé graduellement sans que sa pression s'élève; le fluide se dilate progressivement derrière le piston, qu'il fait reculer dans le cylindre.

IV

En 1878, le moteur à gaz industriel était créé ; Otto avait montré ce qu'on pouvait attendre de cette machine, dont la marche douce, régulière, silencieuse, dépassait toutes les espérances ; il s'agissait de la perfectionner en la rendant plus robuste, plus économique et en même temps plus puissante.

Le moteur à quatre temps n'a, sur quatre courses du piston, qu'une seule course motrice ; il en résulte dans la marche des irrégularités qu'on n'évite qu'en employant un volant très lourd, ce qui augmente le prix de la machine. On est donc conduit à résoudre le problème qui consiste à obtenir une course motrice sur deux. On pourrait, comme l'a fait Lenoir, employer le double effet, en sacrifiant la compression ; mais en agissant ainsi on sacrifierait l'économie. Il est donc préférable de s'adresser au type dit *Moteur à deux temps*.

Imaginons deux cylindres parallèles, dont l'un,

A, est la pompe, et l'autre, B, le cylindre-moteur. Les manivelles qui commandent les bielles des deux pistons sont calées à 90 degrés l'une de l'autre. Dans une première course, le piston A aspire le mélange tonnant venant de l'extérieur; pendant cette phase du fonctionnement la communication entre A et B est interceptée. Le piston A arrive à l'extrémité de sa course, puis revient en comprimant le mélange tonnant neuf; lorsqu'il est à la moitié de sa course de retour, le piston B arrive à l'extrémité de la sienne et découvre des ouvertures communiquant avec l'air extérieur. En même temps la communication entre les deux cylindres est établie; le mélange tonnant entre dans le cylindre B et pousse devant lui les gaz de la combustion précédente, qui s'échappent à l'extérieur du moteur. Le piston B revient en arrière et ferme les ouvertures qui le font communiquer avec l'extérieur avant que le mélange neuf s'échappe lui-même du moteur; ce mélange est alors comprimé dans le cylindre B pendant que la communication entre les deux cylindres est interrompue. Enfin, au début de la course suivante, le mélange neuf est allumé et les gaz brûlés se détendent en poussant le piston B.

Mais dans ce moteur, qui n'est autre que le moteur Dugald Clerk exposé pour la première fois à Londres en 1879, l'avantage d'avoir une explosion par tour est acheté par l'adjonction au cylindre moteur d'un cylindre comprimeur spécial; la machine est plus compliquée, et d'autre part une partie de la chaleur dégagée par l'opération même de la compression se trouve perdue sans pouvoir être utilisée, puisqu'elle est absorbée par les conduits qui font passer le mélange gazeux d'un cylindre dans un autre. Aussi Benz modifia-t-il cette machine de manière à opérer la compression du mélange tonnant dans le cylindre même de travail et à faire cependant correspondre à chaque tour de l'arbre un coup de piston efficace.

Le critérium de la régularité dans la marche des moteurs est leur application à la commande des dynamos destinées à l'éclairage; on sait en effet que la moindre irrégularité dans le mouvement de rotation de la dynamo se traduit par une variation très appréciable de l'intensité de la lumière produite. La commande des dynamos par les moteurs à gaz fut appliquée pour la première fois à l'exposition internationale d'électricité faite à Paris en 1881; plus de 200 chevaux

furent empruntés à la canalisation de gaz destinée autrefois à éclairer le palais de l'Industrie; un grand nombre de lampes à arc et de lampes à incandescence furent entretenues par des moteurs à gaz du genre Otto ou du genre Dugald Clerk.

Dans le moteur Otto, le volume invariable de mélange admis, toujours égal à celui de la cylindrée, ne permet pas de détendre suffisamment les produits de l'explosion; ces gaz sortent à une pression et à une température trop élevées; il en résulte une perte de travail assez grande que les ingénieurs ne tardèrent pas à s'efforcer d'atténuer.

Dans ce but, Atkinson établit une liaison nouvelle entre la tige du piston et l'arbre de couche, de telle sorte que le cycle fût composé de quatre temps inégaux. Dans le moteur établi par cet ingénieur, la course d'admission n'est que la moitié environ de la course motrice, et le volume admis n'est par suite égal qu'à une demi-cylindrée; mais les gaz introduits se détendent après l'explosion dans le volume total du cylindre. Le moteur Atkinson présente l'inconvénient d'avoir un dispositif d'organes un peu compliqué, dispositif qui introduit des frottements

diminuant le travail disponible sur l'arbre et faisant redouter une usure rapide.

Charon résolut le problème de l'allongement de la détente par une méthode assez ingénieuse. Dans le moteur qui porte actuellement ce nom, le mélange d'air et de gaz qui remplit le cylindre à la fin de l'aspiration (1er temps du cycle) n'est pas soumis tout entier à la compression et à l'explosion. Au retour du piston, la soupape d'admission, qui, dans les conditions ordinaires du fonctionnement Otto, se ferme au début de la course, reste plus ou moins longtemps ouverte, et une partie de la cylindrée explosive est dirigée par le refoulement dans un récipient convenable qui l'emmagasine et permet de la reprendre à l'aspiration du cycle suivant. Ce qui reste dans le cylindre au moment de la fermeture de la soupape d'admission subit alors la compression et sert seul à la production de la force motrice ; il en résulte que la détente des gaz est augmentée de tout le volume qu'occupait dans le cylindre le volume rejeté au dehors pendant la deuxième course du piston. Le fonctionnement est donc le suivant :

1er temps. Aspiration du mélange tonnant pendant toute la course.	1re course avant.

2e temps.	Évacuation dans un récipient spécial.	1re partie de la 1re course arrière.
	Compression du mélange tonnant restant dans le cylindre.	2e partie de la 1re course arrière.
3e —	Allumage, explosion, détente.	2e course avant.
4e —	Évacuation des gaz brûlés.	2e course arrière.

Malheureusement l'allongement de la détente est obtenu au prix de la diminution de la compression. Or, en diminuant la compression on augmente la consommation en gaz combustible par cheval-heure indiqué; d'autre part, une diminution de la compression favorise les ratés d'explosion, qui entraînent à leur tour une dépense de gaz combustible faite en pure perte sans production d'aucun travail. On se trouve donc en présence, pour une même dépense de gaz combustible, d'une part, d'une augmentation de travail (par allongement de la détente); d'autre part, d'une diminution provenant de l'abaissement de la compression. La pratique seule peut dire si ces deux effets se compensent ou si les avantages l'emportent sur les inconvénients. En réalité le moteur Charon abaissa considérablement dès le début la consommation en gaz combustible. Dans des essais effectués à Solre-le-Château (Nord) en avril 1889 sur un des premiers

moteurs Charon, M. Witz releva une dépense de 600 litres de gaz (à 5 300 calories par mètre cube) par *cheval-heure effectif*, ce qui faisait par *cheval-heure indiqué* une dépense comprise entre 500 et 600 litres du même gaz.

Nous voici arrivés à l'Exposition de 1889; alors qu'il n'y avait à l'Exposition de 1878 que six moteurs à gaz, trente et un exposants présentèrent en 1889 cinquante-trois moteurs à gaz de types différents, dont la puissance totale dépassait 1 000 chevaux. La consommation moyenne de ces moteurs était d'autre part beaucoup moindre en 1889 qu'en 1878 ; alors qu'un moteur de 4 chevaux exigeait en 1878 un mètre cube de gaz (à 5 300 calories par mètre cube) par cheval-heure indiqué, ce moteur ne consommait plus guère en 1889 que 600 à 700 litres du même gaz. Le progrès était donc indéniable; nous allons voir que, loin de s'arrêter, il s'est encore accentué.

V

Le moteur à explosion est une machine qui paraît condamnée à ne pas dépasser certaines di-

mensions, et cela par suite de la pression énorme que développe derrière le piston une explosion brutale et instantanée. Cependant on est parvenu par des prodiges d'ingéniosité à construire de grands moteurs possédant la douceur d'allure, la régularité de fonctionnement et la sécurité de marche des petits moteurs. Le premier moteur Otto avait un cylindre de 140 millimètres et une puissance de 2 chevaux effectifs; puis vinrent les moteurs de 4, de 8 et de 12 chevaux, dont le cylindre avait un diamètre ne dépassant pas 300 millimètres; on monta enfin graduellement à 25 chevaux. Mais dès qu'il fallait obtenir des puissances plus considérables on accouplait deux, voire même quatre cylindres; on réalisait de la sorte plus facilement la régularité de marche requise par certaines industries; le moteur Otto de 100 chevaux exposé en 1889 par la Compagnie française des moteurs à gaz était à quatre cylindres, et on s'arrangeait pour qu'il y eût une explosion à chaque course. Le premier moteur monocylindrique de 100 chevaux indiqués qui fonctionna en public fut construit par la maison Powell, de Rouen, sur les plans de MM. Delamarre-Deboutteville et Malandin; ce moteur, dénommé le *Simplex*, fonctionna à l'Exposition

de 1889 sur la berge de la Seine [1]; son cylindre avait 0m,575 de diamètre et 0m,950 de course; sa vitesse était de 107 tours par minute. Les créateurs de ce modèle abordèrent bientôt après le diamètre de 0m,870 et la course d'un mètre pour un moteur destiné aux moulins de Pantin, moteur qui développa 220 chevaux effectifs. Cet essai hardi engagea les constructeurs à aller plus loin dans cette voie, et de là est sorti le gigantesque moteur monocylindrique exposé en 1900 au Champ-de-Mars par la Société John Cockerill, de Seraing. Les dimensions de ce moteur sont les suivantes :

Diamètre du cylindre.......	1m,30.
Course du piston..........	1m,40.
Vitesse de régime..........	80 tours par minute.
Poids du volant...........	35 tonnes.
Diamètre du volant.........	5 mètres.
Diamètre de l'arbre coudé..	0m,46.
Poids......................	20 tonnes.
Longueur de la bielle	4m,40.
Diamètre	0m,30.
Poids total de la machine...	160 tonnes.
Puissance effective de la machine....................	550 chevaux.

Cette machine est construite pour actionner

(1) En réalité ce moteur ne fonctionna à vide que pendant quelques heures. (Note communiquée par M. Hirsch, professeur au Conservatoire des Arts et Métiers).

une machine soufflante de haut fourneau; elle est alimentée par du gaz de haut fourneau.

Le piston de ce moteur a une surface de 13 273 centimètres carrés, sur laquelle se développe une pression instantanée de 16 kilogrammes par centimètre carré, ce qui donne une pression de 213 000 kilogrammes, qui se répète quarante fois par minute. Malgré ces énormes pressions corrélatives de grandes élévations de température des gaz à l'intérieur du moteur, la température du cylindre, du piston et des organes de distribution est maintenue assez basse par la circulation d'eau qui réfrigère le métal pour que les chances d'accidents ne soient pas plus grandes que dans les petits moteurs alimentés au gaz de ville. D'après des essais effectués à Seraing par MM. Witz et Hubert, ce moteur consomme par cheval-heure effectif en moyenne 3 500 litres de gaz à 985 calories par mètre cube, ce qui équivaut à 650 litres de gaz à 5 300 calories par mètre cube.

Le moteur monocylindrique de 600 chevaux créé par les ingénieurs de Seraing est le plus puissant moteur à un seul cylindre existant actuellement. Mais en groupant convenablement les moteurs on peut avoir des machines dont les

puissances atteignent 1 000 ou 1 200 chevaux. Ainsi l'usine Otto de Deutz (près Cologne) a construit pour les hauts fourneaux de Friedenshütte, en Silésie, une machine à gaz de 1 000 chevaux qui comporte deux cylindres jumellés de 200 chevaux, et deux du même type de 300 chevaux; la même usine vient de livrer aux hauts fourneaux de Dudelange (grand-duché de Luxembourg) un moteur de 600 chevaux à quatre cylindres opposés deux à deux.

Tous ces moteurs sont du type Otto à quatre temps. Cependant, dans ces dernières années, M. von Œchelhæuser est revenu au moteur à deux temps et a construit une machine qui, au dire d'ingénieurs compétents ([1]), semble actuellement le mieux remplir les conditions de simplicité et de durée qu'exigent les moteurs marchant au gaz de haut fourneau. Dans le cylindre de la machine se meuvent deux pistons qui s'éloignent et se rapprochent simultanément l'un de l'autre. Le fonctionnement est alors le suivant :

1er temps.	Les deux pistons se rapprochent.	Aspiration et compression du mélange d'air et de gaz combustible.

([1]) E. Demenge, *Revue générale des sciences*; 15 février 1900.

	Les deux pistons sont à leur point mort intérieur.	L'espace compris entre eux forme une chambre dans laquelle on produit l'explosion.
2e temps.	Les deux pistons s'écartent l'un de l'autre.	Détente et Évacuation des gaz brûlés.

Ce moteur a l'avantage d'avoir une distribution très simple, d'être parfaitement équilibré et, à égalité de puissance, de nécessiter un diamètre de cylindre plus faible que le moteur Otto. Ainsi, avec une compression de 4 atmosphères, le type de 500 chevaux effectifs nécessite seulement un diamètre de cylindre de $0^m,650$ et celui de 1 000 chevaux un diamètre de $0^m,935$.

La *Hörder Bergwerks-und Hüttenverein*, à Hörde, possède deux machines jumelles Œchelhæuser de 300 chevaux chacune qui sont *directement* accouplées avec une dynamo à courant continu; chacun des deux cylindres a $0^m,480$ de diamètre et la course commune des deux pistons est de $0^m,80$; chaque moteur fait 130 tours par minute et consomme par cheval-heure indiqué 3 170 mètres cubes d'un gaz à 960 calories, ce qui équivaut à 574 litres de gaz à 5 300 calories par mètre cube.

Les grandes puissances ont donc été obtenues dans les machines à gaz soit avec un seul cylindre, soit en accouplant deux ou plusieurs

cylindres. Lequel de ces deux systèmes est le meilleur? Les ingénieurs ne sont pas d'accord sur ce point.

M. Münzel, directeur de la fabrique Otto, à Deutz, estime qu'il ne faut pas dépasser 250 chevaux avec un seul cylindre. Pour des machines dont la régularité doit être très grande (commande des dynamos à courants alternatifs), les prix des moteurs de même puissance, soit à un seul cylindre, soit jumellés, soit à deux cylindres de front, soit à quatre cylindres autour d'un même axe, sont entre eux comme les nombres

1 — 0,75 — 0,75 — 0,60.

Ces différences tiennent à ce que, pour une même puissance, les volants sont beaucoup plus lourds avec les machines monocylindriques qu'avec les autres. Les prix ne s'égalisent même pas pour des moteurs de régularité moyenne (commande des dynamos à courant continu): ces prix sont en effet comme les nombres

1 — 0,90 — 0,85 — 0,75.

M. Witz [1] a d'ailleurs constaté que la con-

---

[1] A. WITZ, *les Moteurs à gaz de grande puissance en métallurgie* (*Rapports présentés en 1900 au Congrès de Mécanique appliquée*). Paris, Dunod.

sommation des moteurs polycylindriques est au plus égale à celle des moteurs monocylindriques de même puissance. D'autre part, la réfrigération des cylindres par circulation d'eau impose des dispositions et des charges plus onéreuses pour les cylindres de très fort diamètre. Enfin la division des efforts et du travail dans les machines polycylindriques assure une sécurité relative plus grande à l'égard de certains accidents produits par des allumages intempestifs.

Les défenseurs de la machine monocylindrique répondent de leur côté que le cylindre unique se prête mieux à la commande directe des machines soufflantes; que la multiplication des cylindres et de leurs organes de distribution entraîne des difficultés de conduite plus grandes, des nécessités de surveillance et de graissage plus pressantes, des chances d'avarie plus nombreuses.

La question est pendante; elle ne peut être résolue que par des expériences faites sur les deux types de moteurs dans des conditions aussi comparables que possible.

L'augmentation continue de la puissance des moteurs à gaz a eu pour effet l'abandon du gaz de ville comme agent d'alimentation.

Le gaz d'éclairage devient en effet un combustible beaucoup trop cher dès que l'on atteint 15 chevaux de puissance. Il est alors de toute nécessité pour l'industriel de le remplacer par ce que l'on a nommé les *gaz pauvres* ou *gaz de gazogènes*. Le principe de la production de ces gaz est le suivant. Sur du charbon incandescent, de l'anthracite par exemple, on fait passer un mélange d'air et de vapeur d'eau ; celle-ci est décomposée ; son oxygène et celui qui se trouve dans l'air se combinent avec le charbon pour donner surtout de l'oxyde de carbone. Il sort donc de l'appareil un mélange gazeux contenant environ 40 pour 100 de son volume de gaz combustibles, hydrogène et oxyde de carbone ; les autres gaz, parmi lesquels se trouvent toujours de l'azote et de l'acide carbonique, diffèrent suivant la nature du charbon que l'on emploie. Avant de se rendre au moteur, les gaz subissent une épuration physique et une épuration chimique analogues à celles du gaz d'éclairage et se rendent dans un gazomètre où ils achèvent de se refroidir. C'est du gazomètre que partent les conduites amenant le gaz pauvre au moteur.

Le combustible employé dans les gazogènes

fut d'abord l'anthracite ; mais, en raison de son prix élevé, on ne tarda pas à perfectionner les appareils de manière à pouvoir utiliser toutes sortes de charbons. C'est ainsi que M. Lencauchez fils a montré que l'on pouvait se servir de *charbon tout-venant de Birmingham*, qui ne coûte sur le carreau de la mine que 4 francs la tonne ; M. Mond a inventé un gazogène construit en vue de faciliter l'emploi de charbons plus ou moins bitumineux pris sous forme de menus et d'en retirer des sous-produits rémunérateurs permettant d'abaisser le prix de revient du gaz engendré. Enfin M. Riché a créé un gazogène qui lui permet de fabriquer un gaz relativement riche en parties combustibles avec du bois, des tourbes, de la tannée, de la sciure ou des déchets organiques quelconques ; il suffit de faire passer les produits de la distillation du bois en vase clos sur des braises portées au rouge et provenant d'une opération précédente.

Plus la puissance d'un moteur augmente, plus sa consommation totale s'accroît ; ainsi un moteur de 600 chevaux absorbe par heure 1 800 mètres cubes de gaz. Les hauts fourneaux sont les seuls gazogènes assez grands pour subvenir à de tels besoins. En effet un haut fourneau de 100 tonnes

consomme au moins 100 tonnes de coke et fournit en vingt-quatre heures environ 400000 mètres cubes d'un gaz qui dégage en brûlant entre 900 et 1000 calories par mètre cube. Une partie de cette chaleur disponible est utilisée pour chauffer le vent des souffleries dans les appareils Cooper-Withwell; une autre partie est utilisée pour chauffer les chaudières et produire la vapeur des machines qui actionnent les appareils soufflants, les monte-charges, etc. Dans ces dernières années, un autre perfectionnement s'est produit qui a permis une meilleure utilisation des calories disponibles. L'ensemble de la chaudière chauffée par les gaz du gueulard et de la machine à vapeur qui en dépend n'utilise pas plus de 10 pour 100 des calories disponibles; au contraire, des expériences nombreuses ont montré qu'une machine à gaz mue directement par ces gaz utilise 18 pour 100 de ces mêmes calories et que, par suite, il y a un grand avantage à produire directement la force motrice au moyen des gaz qui sortent du haut fourneau au lieu de passer par l'intermédiaire vapeur.

On a fait de graves objections à l'emploi des gaz des hauts fourneaux dans les moteurs. Les plus sérieuses portent :

1° Sur la nature même du gaz peu combustible, difficile à enflammer;

2° Sur la quantité des poussières introduites dans le cylindre pendant la marche;

3° Sur la nature corrosive de ces poussières.

On a remédié à la difficulté réelle d'inflammation en comprimant initialement le mélange combustible introduit à 8 ou 10 atmosphères. L'expérience a démontré d'autre part que le régime des machines n'est pas influencé par les variations de la puissance calorifique du gaz et par celles de leur pression au cours du travail des fourneaux, lorsque ces fourneaux sont pourvus de conduites régulatrices d'un volume suffisant. Il est toutefois prudent d'emmagasiner les gaz sortant du gueulard dans un réservoir d'une capacité suffisante en vue de son refroidissement et de la conservation des valves de la machine.

Les objections qui semblaient les plus sérieuses sont celles relatives aux poussières et aux vapeurs que les gaz du gueulard tiennent en suspension et qui résultent soit de l'entraînement hors du fourneau des matières solides plus ou moins fines, soit de leur propre combustion. On est effectivement en présence de deux catégories de poussières : la première, composée d'éléments

plus ou moins lourds (débris de minerai ou de combustible), se sépare des gaz dans les conduites ou dans les épurateurs à des distances du gueulard variables suivant la masse de ces éléments; la seconde, résultant de combinaisons formées au moment de la combustion, est à un tel degré de finesse qu'elle résiste au lavage et à tous les obstacles qui lui sont opposés sur un parcours de 5 à 600 mètres. Dès lors il était à craindre que les cylindres des machines à gaz ne fussent obstrués par des dépôts qui pouvaient atteindre, avec des moteurs de 200 chevaux, un poids de 30 à 40 kilos par jour. Heureusement la pratique a prouvé que cette poussière fine n'a pas le temps de se déposer dans l'intérieur de la machine; l'explosion et l'ouverture rapide des soupapes d'admission et d'échappement d'une section suffisante produisent des remous violents et assurent l'entraînement à peu près complet des particules en suspension. Il a été également reconnu que la plupart des éléments acides contenus dans les vapeurs sont neutralisés par des éléments alcalins ou calcaires et qu'enfin les poussières qui restent emprisonnées dans le moteur sont assez porphyrisées pour ne rayer ni les pistons ni les cylindres. On peut donc considérer comme

résolu le problème de l'alimentation des moteurs par les gaz pauvres de haut fourneau.

La fâcheuse situation de l'industrie agricole de la distillerie dans certains pays et, comme cause accessoire, les progrès rapides de l'automobilisme, progrès si menaçants pour l'élevage des espèces domestiques de puissance motrice, ont conduit fatalement à rechercher si l'on ne pourrait pas, dans les moteurs à gaz tonnant en général, et comme cas particulier dans les moteurs destinés aux usages agricoles, substituer au pétrole, matière d'importation dans bien des contrées européennes, l'*alcool* produit par l'industrie nationale.

La question est évidemment d'une importance capitale, car l'adoption de l'alcool comme matière combustible aurait l'avantage immense d'amener une recrudescence d'activité dans cette branche si intéressante de l'agriculture. Les distilleries se multiplieraient et fourniraient à leurs possesseurs un moyen commode et pratique d'obtenir la puissance motrice à un bas prix exceptionnel.

Mais, pour permettre ces emplois nouveaux, l'alcool doit être dénaturé et il faut qu'il remplisse ces deux conditions :

1° Être à aussi bas prix que possible;

2° Dégager le plus possible de chaleur en brûlant.

Ces conditions sont loin d'être remplies à l'heure actuelle, tant en raison des droits qui grèvent l'alcool dénaturé qu'à cause de la législation et du dénaturant qu'elle impose.

Il est bien évident que l'alcool dégagera d'autant plus de chaleur en brûlant qu'il renfermera moins d'eau. On aurait donc tout intérêt à consommer pour développer une puissance motrice de l'alcool à 100°. Malheureusement, à ce titre, l'alcool est trop coûteux à produire. Mais on pourrait se contenter parfaitement d'alcool à 94-95°, qu'on peut produire d'une facon pratique.

Une autre difficulté est le dénaturant employé. Il y a encore très peu de temps, on employait comme dénaturant le vert malachite, qui avait le grave inconvénient d'encrasser les moteurs. Une commission réunie récemment sous la présidence de M. Vassilière, directeur de l'Agriculture, a décidé de remplacer le vert malachite par le méthylène composé surtout d'alcool méthylique (esprit-de-bois). Mais 1 kilogramme de méthylène dégage en brûlant un nombre de calories qui est environ les deux tiers de la quantité de chaleur dégagée par une même masse

d'alcool ordinaire. Donc, quelle que soit la quantité de dénaturant méthylène qu'on incorporera à l'alcool ordinaire, la quantité de chaleur dégagée par 1 kilogramme d'alcool dénaturé sera toujours moindre que celle dégagée par 1 kilogramme d'alcool ordinaire pur, et cette quantité sera naturellement d'autant moindre que la proportion d'alcool méthylique s'accentuera.

Aussi des spécialistes comme M. Ringelmann ne sont-ils guère favorables au remplacement du pétrole lampant par l'alcool dans les moteurs destinés à l'agriculture.

Il résulte en effet d'essais comparatifs faits à Meaux par M. Ringelmann que, pour obtenir la même puissance, il faut dépenser de 1,5 à 2,3 fois plus d'alcool dénaturé par le méthylène que d'essence minérale; les rapports des dépenses de combustible fournissant la même puissance sont :

100 avec le pétrole lampant,
175 avec l'essence minérale,
562 avec l'alcool dénaturé (avant l'abaissement des droits).

D'après ces résultats, l'alcool dénaturé devrait être vendu à raison de 17 fr. 70 l'hectolitre pour être équivalent, au point de vue économique, au pétrole lampant, valant 30 francs l'hectolitre. Or,

en distillerie, l'alcool dénaturé vaut de 28 francs à 35 francs l'hectolitre sans les droits. On ne peut donc pas considérer ce combustible comme susceptible d'être employé avec économie dans les moteurs à la place du pétrole ou des gaz pauvres.

VI

Une question se pose, maintenant que nous connaissons la constitution des divers moteurs et la composition des différents mélanges combustibles avec lesquels on peut les alimenter. Quelles sont les meilleures conditions dans lesquelles doit fonctionner une machine à gaz? Quel est le rendement thermique que l'on doit s'efforcer d'obtenir ? Ce problème nous amène à définir et à étudier les conditions théoriques de la marche de ces moteurs.

C'est cette étude que nous nous sommes proposé de faire dans les leçons que nous publions aujourd'hui. Pour chaque type de moteur, nous avons défini le diagramme théorique, nous avons analysé les diverses transformations qui le com-

posent, et, par une *application correcte* des principes fondamentaux de la Thermodynamique, nous en avons déduit une expression du rendement thermique théorique. L'expression « application correcte » que nous venons d'employer doit être expliquée.

Les diagrammes théoriques des moteurs à gaz ont été étudiés avant nous par un grand nombre de savants ingénieurs ; mais ces études nous paraissent les unes et les autres entachées d'erreurs graves au point de vue de la Thermodynamique ; il n'a pas été tenu assez compte des conditions dans lesquelles doivent être appliqués les théorèmes fournis par cette science ; les restrictions qui en diminuent la généralité ont été oubliées, et des formules inexactes ont été ainsi déduites d'applications éminemment fautives. On a été ainsi conduit à des formules qui, donnant pour les rendements thermiques des valeurs beaucoup trop élevées, peuvent être très préjudiciables à l'industriel. Celui-ci, en effet, sait que la théorie suppose des conditions idéales que la pratique ne peut réaliser ; il sait qu'elle néglige des imperfections qui sont inévitables, que ses promesses ne peuvent être entièrement tenues, qu'il faut prévoir un déchet. La

valeur du rendement théorique lui donne alors, en tenant compte du déchet prévu, une valeur du rendement pratique sur lequel il croit pouvoir compter. On voit dès alors à quels mécomptes peut le conduire une théorie qui lui promet un rendement maximum de 45 pour 100, alors qu'en partant des mêmes hypothèses, des mêmes conditions théoriques, un raisonnement correct, une application justifiée des principes, conduisent à un rendement maximum à peine supérieur à 30 pour 100.

Les considérations qui ont été développées à propos du diagramme entropique donnent un exemple net des erreurs auxquelles on peut être conduit quant on ne tient pas compte des restrictions auxquelles sont soumis les principes fondamentaux de la Thermodynamique. Le diagramme entropique consiste dans la représentation des propriétés du fluide évoluant dans le moteur au moyen de son entropie et de sa température, qui jouent le rôle des variables volume et pression au moyen desquelles on construit le diagramme ordinaire. Celui-ci fournit par son aire le travail produit; dans la série des transformations opérées l'aire du diagramme entropique fait connaître la quantité de chaleur mise en jeu,

c'est-à-dire une quantité proportionnelle à la précédente quand la suite des transformations étudiées forme un cycle fermé. La première aire (diagramme ordinaire) figure le travail produit, que le système qui se transforme ait ou non à chaque instant la même température en tous ses points, qu'il ait ou non une masse constante; au contraire, la deuxième aire (diagramme entropique) ne figure la quantité de chaleur mise en jeu que si le système, dénué de viscosité et de frottement [1], possède à chaque instant une masse constante dont la température est uniforme. Or ces conditions ne sont pas réalisées pour le fluide qui évolue dans un moteur; si, par exemple, on considère un moteur à quatre temps, la masse évoluante ne garde pas une valeur constante pendant le premier et le quatrième temps. On a essayé de tourner la difficulté en conservant au système une masse constante, mais en la divisant en deux parties : une masse qui est intérieure au moteur et une masse qui lui est extérieure; ignorant la nature des trans-

---

[1] Nous reviendrons plus en détail sur ces considérations lorsque nous étudierons le diagramme entropique. Voir L. Marchis, Sur le diagramme entropique (*C. R. de l'Académie des sciences*, 18 mars 1901).

formations qui se produisent à chaque instant de ce premier et de ce quatrième temps et connaissant seulement dans chaque cas l'état initial et l'état final du système, on a raisonné en imaginant des transformations fictives conduisant le système du même état initial au même état final, mais n'ayant aucune relation de nature avec les véritables transformations ; on a figuré ces transformations en fonction des variables entropie et température, et de la représentation obtenue on a conclu à la quantité de chaleur mise en jeu dans les modifications réelles.

Si l'on pouvait admettre qu'à chaque instant la masse de gaz qui est à l'intérieur du moteur et la masse qui en est à l'extérieur ont la même température en tous leurs points, ce mode de raisonnement ne serait exact que s'il s'agissait de calculer des variations d'entropie. Il cesse de l'être dès qu'on l'emploie pour déterminer les quantités de chaleur mises en jeu, et l'aire du diagramme entropique construit dans les conditions que nous venons d'indiquer ne représente pas la quantité de chaleur mise en jeu pendant les transformations réelles du système qui a évolué dans la machine. La détermination de cette aire ne présente donc pas d'intérêt pour l'ingé-

nieur qui veut étudier le fonctionnement thermique d'un moteur.

On voit, par ce que nous venons de dire, combien il peut être utile de montrer dans quelles conditions sont applicables les principes de la Thermodynamique, de bien délimiter le domaine dans lequel leur emploi est justifié et d'indiquer quels renseignements ils peuvent fournir dans l'étude des transformations qui caractérisent tel ou tel type de moteurs. Tel est en somme le but qui a été poursuivi dans les Leçons que nous avons faites pendant le semestre d'hiver 1899-1900 devant un auditoire en majeure partie composé d'ingénieurs appartenant aussi bien aux administrations de l'État qu'à l'industrie privée. Les encouragements que nous avons reçus nous ont montré qu'il était profitable, au point de vue de la valeur des résultats pratiques que l'on peut en déduire, de bien mettre en évidence les hypothèses sur lesquelles une théorie est fondée.

Aussi sommes-nous heureux d'adresser tous nos remerciements à ceux qui nous ont soutenu et aidé de leurs conseils dans la tâche entreprise de faire un enseignement scientifique véritablement utile à tous ceux que leurs occupations journalières empêchent de se maintenir au cou-

rant des progrès incessants de l'industrie. Nous prions plus particulièrement

MM. Clavel, Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, Agent-Voyer en Chef du département de la Gironde;

Loiseleur, Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, Ingénieur principal de la Voie à la Compagnie du Midi;

Vidal, Ingénieur des Ponts et Chaussées,

de vouloir bien accepter l'hommage du livre qui contient les parties principales des leçons au succès desquelles ils ont tant contribué.

LEÇONS

SUR LES

MOTEURS A GAZ ET A PÉTROLE

CHAPITRE PREMIER

PRINCIPE DE L'ÉQUIVALENCE DE LA CHALEUR ET DU TRAVAIL

Théorème des forces vives. — Considérons un système formé de points matériels dont les masses sont $m, m', m'', \ldots$; supposons ce système en mouvement et, à un instant donné, soient $v, v', v'', \ldots$, les vitesses des divers points; multiplions la masse de chaque point par le carré de la vitesse qui l'anime et faisons la somme des produits ainsi obtenus; la moitié de cette somme, c'est-à-dire

$$(1) \qquad W = \frac{1}{2}(m v^2 + m' v'^2 + m'' v''^2 + \ldots\ldots)$$

est ce qu'on nomme la *force vive* du système à

l'instant considéré. La force vive d'un système est donc une quantité essentiellement positive, à moins que le système ne soit immobile, cas auquel la force vive est nulle.

Le théorème des forces vives s'énonce de la manière suivante :

Si l'on considère, pendant un laps de temps quelconque, un système en mouvement, la diminution de la force vive pendant ce temps est égale au travail produit par le système.

Si, pendant le laps de temps considéré, le système passe d'un état initial 0 à un état final 1 et si W_0 et W_1 sont les valeurs initiale et finale de la force vive, le travail $\mathfrak{T}$ produit par le système est, d'après la proposition précédente, égal à

$$\mathfrak{T} = W_0 - W_1. \tag{2}$$

Travail externe, travail interne. — Faisons ici une remarque qui sera dans la suite d'une grande utilité. Le travail produit par le système se compose de deux parties : le *travail externe* et le *travail interne*. Les corps extérieurs au système exercent sur lui certaines forces; le travail produit par le système pour résister à ces forces est ce que nous appelons le *travail externe* produit par le système. D'un autre côté, les différents corps qui constituent le système exercent des actions les uns sur les autres; le travail de ces

forces dans le déplacement du système est le *travail interne* produit par le système. Pour éclaircir cette distinction, prenons un exemple :

Considérons un système formé de la Terre et de la Lune; le Soleil et les autres planètes exercent sur ce système des attractions; le travail externe est le travail produit par l'ensemble de la Terre et de la Lune pour résister à ces attractions. De plus, la Terre et la Lune exercent l'une sur l'autre des attractions; le travail interne est le travail de ces dernières forces. La distinction en travail interne et travail externe dépend d'ailleurs essentiellement de la définition du système. Ainsi, dans l'exemple précédent, si on prend pour système la Terre seule, le travail des attractions de la Lune sur la Terre devient un travail externe.

Perte de force vive et dégagement de chaleur dans un mécanisme abandonné à lui-même. — Appliquons maintenant le théorème des forces vives à ce que nous appellerons un *mécanisme*, c'est-à-dire un agencement plus ou moins compliqué de corps dont chacun garde, pendant le fonctionnement du système, un *état invariable*, c'est-à-dire garde la même température, le même volume, les mêmes propriétés physiques et chimiques, etc.

Mettons ce mécanisme en mouvement; ses diverses parties ayant des vitesses différentes de zéro, sa force vive aura, elle aussi, une valeur W_0 assurément positive.

Laissons le système se mouvoir sans qu'aucune force agisse sur lui; ce système va-t-il se mouvoir indéfiniment? Si, pour répondre à cette question, nous appliquons le théorème des forces vives, nous serons amenés à conclure que le mouvement de notre mécanisme se conservera indéfiniment. En effet, les forces qui agissent sur le système étant toujours nulles, il ne sera produit aucun travail; le premier membre de l'équation (2) sera nul; il en sera de même du second. La force vive du système gardera donc toujours une valeur invariable, assurément positive, ce qui exigera qu'il y ait toujours quelque partie du système en mouvement.

Or cette réponse est visiblement contraire à l'expérience, qui nous enseigne que tout mécanisme, abandonné à lui-même, s'arrête au bout d'un temps plus ou moins long. La force vive du système, bien loin de demeurer constante, diminue sans cesse. Si l'on veut entretenir le mécanisme en mouvement, si l'on veut que la force vive en demeure invariable, il faut lui fournir du travail; dans ces conditions, *le travail produit par le mécanisme est assurément négatif*.

Mais il y a plus. Les corps qui composent les mécanismes *réels* ne sont pas invariables d'état; ils éprouvent une modification; ils s'échauffent, leur température s'élève; pour les maintenir dans un état invariable, pour garder à leur température une valeur constante, il faut les refroidir, les obliger à dégager une certaine quantité de chaleur.

On est amené ainsi à reconnaître qu'un système de corps qui gardent un état invariable, mais qui sont animés d'un certain mouvement, possède les deux propriétés suivantes, dont la première contredit les lois de la mécanique et dont la seconde ne peut être prévue par ces lois :

1° Le travail $\mathfrak{T}$ produit par le système pendant un laps de temps déterminé est inférieur à la diminution $(W_0 - W_1)$ subie par la force vive pendant le même temps.

$$\mathfrak{T} - (W_0 - W_1) < 0. \tag{3}$$

2° Le système dégage, pendant le même laps de temps, une certaine quantité de chaleur; si nous désignons cette quantité de chaleur par la lettre Q et si nous convenons de compter comme *positives* les quantités de chaleur *absorbées* par le système et comme *négatives* les quantités de chaleur *dégagées*, nous avons, dans le cas présent, l'inégalité

$$Q < 0. \tag{4}$$

Équivalent mécanique de la chaleur. — Il semble simple et naturel de faire l'*hypothèse* suivante :

Les deux quantités $(\mathfrak{T} + W_1 - W_0)$ *et* Q, *dont le signe est toujours le même, sont dans un rapport constant;* en d'autres termes, *il existe une constante positive* E *telle que l'on ait*

$$\frac{\mathfrak{T} + W_1 - W_0}{Q} = E. \tag{5}$$

Cette constante E est ce que l'on nomme l'*équivalent mécanique de la chaleur*.

L'exactitude de la proposition précédente suppose que le système considéré est formé de *corps mobiles d'état invariable*. $\mathfrak{T}$ est le travail produit par le système, aussi bien le travail externe que le travail interne. Si nous désignons le travail externe par $\mathfrak{T}_e$ et le travail interne par $\mathfrak{T}_i$, nous avons

$$\mathfrak{T} = \mathfrak{T}_i + \mathfrak{T}_e.$$

et aussi

$$\frac{\mathfrak{T}_i + \mathfrak{T}_e + W_1 - W_0}{Q} = E. \tag{6}$$

Remarque. — La portée du principe précédent se trouve singulièrement restreinte par l'obligation de ne considérer que des assemblages de corps dont la forme, la grandeur, la température, les propriétés physiques et chimiques ne peuvent varier. Aussi trouve-t-on grand avantage

à remplacer ce principe par un autre *qui lui est analogue, mais qui ne lui est pas identique* ([1]).

Pour énoncer ce nouveau principe, nous ferons usage d'une notion très importante en Thermodynamique, celle de *cycle fermé*.

Cycle fermé. — *Un système est dit* parcourir un cycle fermé *lorsque, à la fin d'une série de transformations, les corps qui composent ce système reprennent la grandeur, la forme, la disposition, la température, les propriétés physiques et chimiques qu'ils possédaient au début de cette modification.*

Prenons un exemple. Un mélange homogène gazeux est formé d'oxyde de carbone et d'oxygène; dans l'état initial, le mélange contient une masse M_1 d'oxyde de carbone et une masse M_2 d'oxygène; il occupe un volume V sous la pression P et à la température T. Ce système n'est dit *avoir parcouru*, à partir de cet état initial, *un cycle fermé* que si, après une série de transformations, le mélange gazeux, uniquement formé d'oxyde de carbone et d'oxygène, occupe le volume V sous la pression P à la tempéra-

([1]) Il importe de remarquer, ce que ne font pas nombre d'auteurs, que les deux principes énoncés ici sont entièrement distincts l'un de l'autre, tout en présentant des analogies.

ture T et contient une masse M_1 d'oxyde de carbone et une masse M_2 d'oxygène.

Dans le plan des deux axes rectangulaires O P et O V représentons les volumes de cette masse gazeuse et les pressions supportées pendant la suite de ces transformations ; le point figuratif de coordonnées (P, V) décrit dans ce plan une courbe fermée. Il en est ainsi toutes les fois qu'un système partant d'un certain état initial y revient, c'est-à-dire toutes les fois que l'ensemble de ses transformations constitue un cycle fermé. On peut donc énoncer cette proposition :

Tout cycle fermé parcouru par un système est représenté dans le plan des (P, V) *par une courbe fermée.*

La réciproque de ce théorème n'est pas vraie en général.

A toute courbe fermée tracée dans le plan des (P, V) *ne correspond pas toujours un cycle fermé.*

Prenons un mélange d'hydrogène et de chlore dans la proportion de 1 gramme d'hydrogène pour 35,5 de chlore ; dans un état initial, ce mélange occupe un volume V, à la température T, sous la pression P. La masse du système restant constante, faisons lui subir une série de transformations parmi lesquelles se trouve la combinaison totale avec formation de gaz acide chlorhydrique ; ce dernier corps étant formé

sans condensation, il est possible de lui faire occuper le volume V, à la température T, sous la pression P. Dans ces conditions, le point figuratif (P, V) décrit dans le plan POV une courbe fermée, puisque le système revient à son volume et à sa pression initials. Mais ce système n'a pas décrit un cycle fermé; dans l'état final, le système est formé par de l'acide chlorhydrique; dans l'état initial, il était composé d'un mélange d'hydrogène et de chlore sans trace d'acide chlorhydrique.

Il y a cependant des cas où à une courbe fermée tracée dans le plan des (P, V) correspond un cycle fermé. Prenons une masse M_1 d'air occupant dans un état initial un volume V, sous la pression P, à la température T; si, après un certain nombre de modifications pendant lesquelles la masse M_1 reste constante, on ramène cette masse à occuper le volume V à la température T, elle supporte une pression P. Le système revient à son état initial, il parcourt un cycle fermé; en même temps le point figuratif (P, V) décrit dans le plan POV une courbe fermée. Dans le cas actuel, la connaissance du volume V et de la pression P de la masse M_1 d'air suffit à déterminer sa température T et toutes ses propriétés physiques et chimiques, par suite à déterminer complètement son état; le point (P, V)

n'est pas seulement le point figuratif du volume du système et de la pression qu'il supporte; *il est le point figuratif de l'état du système.* C'est ce que l'on exprime habituellement en disant que *le système est défini par deux variables.*

Mais il n'en est presque jamais ainsi; la connaissance des deux variables P et V suffit très rarement à déterminer complètement l'état d'un système. Ainsi prenons un mélange homogène d'oxyde de carbone, d'oxygène et d'acide carbonique de masse M; pour connaître à chaque instant l'état de ce système il ne suffit pas d'avoir son volume V et la pression P qu'il supporte; il faut encore connaître sa composition, par exemple le rapport x qui existe entre la masse d'acide carbonique que le système renferme et la masse d'acide carbonique qu'il renfermerait si la combinaison de l'oxyde de carbone avec l'oygène était aussi complète que le permet la constitution du système primitif. Le point figuratif de l'état du système est non plus un point du plan POV de coordonnées (P, V), mais un point de l'espace de coordonnées (P, V, x). Lorsque le système subit une série de modifications, le point figuratif de son état décrit en général non plus une courbe plane, mais une courbe gauche; la projection de ce point sur le plan POV décrit la projection de cette courbe

sur ce plan; or cette dernière peut avoir une boucle, alors que la courbe gauche de l'espace n'est pas fermée; le système ne décrit pas un cycle fermé. On voit donc bien que l'existence d'une courbe fermée dans le plan POV ne permet pas toujours de conclure que le système étudié parcourt un cycle fermé.

Principe de l'équivalence entre la chaleur et le travail pour un cycle fermé. — Arrivons maintenant à l'énoncé du principe de l'équivalence entre le travail et la chaleur.

Remarquons d'abord que le fait, pour un système, de parcourir un cycle fermé n'entraîne pas que les diverses parties de ce système ont les mêmes vitesses au début et à la fin du cycle; la force vive d'un tel système peut ne pas reprendre sa valeur initiale au moment où le système achève de décrire ce cycle.

Considérons donc un système décrivant un cycle fermé; soient Q *la quantité de chaleur qu'il absorbe;* $W_1 - W_0$ *la variation de sa force vive;* $\mathfrak{T}_e$, *le travail* EXTERNE *produit par le système.*

Le *principe de l'équivalence de la chaleur et du travail* consiste dans la proposition suivante, qui est une hypothèse ou un postulat vérifié par l'ensemble de ses conséquences expérimentales :

La somme ($\mathfrak{T}_e + W_1 - W_0$) *du travail externe produit par le système et de la variation de sa force vive est proportionnelle à la quantité de chaleur absorbée* Q, *le coefficient de proportionnalité* E *étant une quantité positive indépendante de la nature du système et des modifications qu'il a subies.*

Cette constante E n'est autre que l'*équivalent mécanique de la chaleur.*

$$\mathfrak{T}_e + W_1 - W_0 = E\,Q, \tag{7}$$

Il est facile d'imaginer des dispositifs expérimentaux qui réalisent à peu près les conditions dans lesquelles l'égalité (7) est applicable et qui soient tels que l'on puisse mesurer expérimentalement les trois quantités $\mathfrak{T}_e$, $W_1 - W_0$, Q; on pourra alors connaître la valeur de E.

Des expériences de ce genre, faites en premier lieu par Joule et par Colding, puis par un grand nombre d'autres expérimentateurs, sont décrites dans tous les traités de physique. Elles ont donné pour E dans le système d'unités *mètre, kilogramme-force, seconde, grande calorie,* un nombre voisin de 425; dans le système *centimètre, gramme-masse, seconde, petite calorie,* ce nombre prend la valeur 41 692 500 ou $4,17 \times 10^7$.

La concordance des résultats obtenus par les diverses méthodes qui ont servi à déterminer l'équivalent mécanique de la chaleur fournit une

vérification concluante de l'hypothèse de l'équivalence de la chaleur et du travail.

La loi de l'équivalence de la chaleur et du travail, énoncée par Sadi Carnot dans des notes demeurées inédites, fut pour la première fois proclamée dans un écrit publié par Robert Mayer en 1842.

Extension du principe de l'équivalence entre la chaleur et le travail à une modification non fermée. — Le principe de l'équivalence entre la chaleur et le travail, énoncé comme nous l'avons fait dans ce qui précède, exige que la modification à laquelle on prétend l'appliquer soit un cycle fermé. Cette restriction est parfois gênante ; nous allons transformer cet énoncé de telle manière que cette restriction disparaisse.

Pour abréger les écritures, désignons par ε la quantité

$$Q - \frac{\mathcal{C}_e + W_1 - W_0}{E}.$$

Le principe de l'équivalence peut alors s'énoncer ainsi :

Si un système parcourt un cycle fermé, la quantité ε calculée pour ce cycle fermé tout entier est égale à 0.

Cela posé, imaginons qu'un système passe d'un état initial quelconque 0 à un état final 1 par une suite déterminée de modifications ; la

quantité ε, calculée pour cette première transformation, a une valeur e. Supposons que le système revienne de l'état 1 à l'état 0; la quantité ε calculée pour cette seconde transformation a une valeur η. Pour la transformation totale la quantité ε a la valeur $(\eta + e)$; mais, comme la transformation totale est un cycle fermé, on a

$$e + \eta = 0. \tag{8}$$

Imaginons maintenant que le système passe du même état initial 0 au même état final 1, mais par une autre série de modifications que dans le cas précédent; pour cette transformation la quantité ε aura une valeur e'. Supposons ensuite qu'il revienne de l'état 1 à l'état 0 par la même transformation que dans le cas précédent, transformation pour laquelle ε a la valeur η.

Nous aurons cette fois

$$e' + \eta = 0. \tag{9}$$

Mais les deux égalités (8) et (9) entraînent l'égalité

$$e = e', \tag{10}$$

qui peut s'énoncer de la manière suivante :

De quelque manière qu'un système passe d'un état initial donné à un état final donné, la quantité ε garde la même valeur.

Cette proposition nous conduit à énoncer de la manière suivante le *principe de l'équivalence entre la chaleur et le travail* :

La quantité

$$\varepsilon = Q - \frac{\mathcal{T}_e + W_1 - W_0}{E}$$

a une valeur qui dépend de l'état initial et de l'état final d'un système, mais point de la nature des modifications subies par ce système pour passer de cet état initial à cet état final.

Énergie interne. — Ceci posé, faisons choix, une fois pour toutes, d'un certain état de ce système que nous nommerons l'état α.

Supposons que le système passe de l'état α à un autre état x ; la quantité ε est entièrement déterminée par la connaissance de l'état α et de l'état x ; pour changer la valeur de ε, il faudrait changer l'un au moins des deux états α et x ; puisque nous supposons l'état α choisi d'une manière irrévocable, nous pouvons dire que la valeur de ε ne dépend plus que du choix de l'état x ; nous la désignerons par U_x.

Proposons-nous de calculer la valeur de la quantité ε lorsque le système passe d'un état initial 0 à un état final 1, et, dans ce but, raisonnons de la manière suivante :

Faisons passer le système de l'état α à l'état 0,

puis de l'état 0 à l'état 1. Dans la première partie de la modification, ε a, par définition, pour valeur U_0; dans la seconde partie, ε a la valeur que nous voulons calculer. Mais le système est passé de l'état α à l'état 1 ; donc, par définition, dans cette modification totale ε a la valeur U_1. Nous avons donc l'égalité

$$U_1 = U_0 + \varepsilon$$

ou

(11) $$\varepsilon = U_1 - U_0.$$

Nous pouvons donc donner la forme suivante au principe de l'équivalence entre la chaleur et le travail :

A chaque état x d'un système on peut faire correspondre une grandeur U_x dépendant uniquement de cet état et telle que l'on ait pour toute modification qui fait passer le système de l'état initial 0 à l'état final 1 l'égalité

$$\varepsilon = U_1 - U_0$$

ou, en remplaçant ε par sa valeur,

(12) $$EQ - \mathfrak{T}_e = W_1 - W_0 + E(U_1 - U_0).$$

Telle est la forme donnée en 1850 par Clausius au principe de l'équivalence entre le travail et la chaleur.

Clausius a donné à la grandeur U_x le nom d'*énergie interne* du système pris en l'état x.

La définition précédente suppose que l'on ait d'abord choisi un état α qui, pour un système déterminé, est toujours le même. Ceci revient à dire que *l'énergie interne d'un système dans un certain état n'est connue qu'à une constante près;* cette constante dépend de la nature du système que l'on étudie; elle varie d'une manière tout à fait arbitraire quand le système vient à changer, par exemple, quand il ne garde pas une masse constante.

L'équation (12) nous montre de plus que l'énergie interne est une grandeur de même espèce qu'une quantité de chaleur. C'est pour cette raison que certains auteurs ont donné à cette quantité le nom de *chaleur interne* du système pris en l'état x.

CHAPITRE II

DIAGRAMME BEAU DE ROCHAS-OTTO

Appliquons le principe que nous venons d'énoncer à l'étude des principaux types de moteurs à gaz.

Désignons sous le nom de MOTEUR BEAU DE ROCHAS-OTTO *un moteur à* QUATRE TEMPS AVEC COMPRESSION PRÉALABLE *dans lequel la course de compression est* ÉGALE *à la course de détente.*

Les phases successives du fonctionnement de ce moteur sont les suivantes :

1re course du piston (directe). Introduction par aspiration du mélange combustible.

2e course (rétrograde). Le mélange explosif est comprimé dans la chambre de compression.

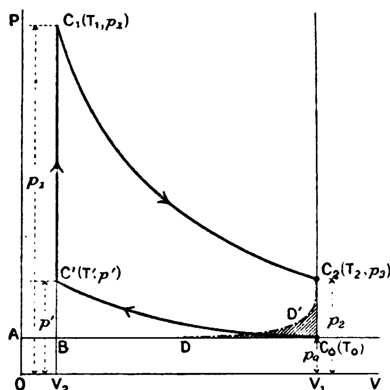
3e course (directe). Explosion et expansion du mélange avec production de travail.

4e course (rétrograde). Échappement des gaz dans l'atmosphère.

Quelle est la forme du diagramme théorique d'un tel moteur?

Prenons deux axes rectangulaires OV et OP; sur l'axe OV, portons des longueurs proportionnelles aux volumes que le piston laisse libres derrière lui dans son mouvement; sur l'axe OP,

Fig. 1.



portons des longueurs proportionnelles aux pressions de la masse gazeuse qui pousse le piston.

Désignons par V_1 le volume total du cylindre de la machine; par V_2 le volume de la chambre de combustion; soit enfin p_0 la pression de l'atmosphère.

Étudions les divers états du mélange gazeux contenu dans le cylindre.

Première course. — Le piston se déplaçant depuis la position V_2B jusqu'à V_1C_0, un mélange combustible d'air et de gaz d'éclairage par exemple s'introduit dans le cylindre, où il se mélange plus ou moins aux produits de la combustion provenant d'une opération précédente et restés dans la chambre de combustion. Cette première phase de la marche du moteur ne peut être analysée au point de vue thermodynamique; la masse du système contenu dans le cylindre variant à chaque instant, il n'est pas possible de parler de l'énergie interne d'un tel système; comme nous l'avons vu, à propos de la définition de cette quantité, elle varie à chaque instant d'une manière entièrement arbitraire.

Nous ne devons considérer cette première course qu'au point de vue de l'introduction dans la machine du système qui va subir des transformations [1].

---

[1] Nous n'étudions donc que les transformations du système qui, à un instant déterminé, se trouve dans le moteur; c'est pour cela que la première course n'est pas accessible à notre analyse, la masse du système évoluant dans le moteur étant variable à chaque instant. Certains auteurs raisonnent autrement. Ils considèrent comme faisant partie d'un même système : d'une part, la masse des produits de la combustion restés dans l'espace nuisible et, d'autre part, à l'extérieur du moteur, une masse de mélange combustible

Toutefois, on peut avoir une expression du travail utile produit pendant cette première phase; comme le piston supporte sur ses deux

---

(par exemple de gaz d'éclairage et d'air) égale à celle qui est introduite à chaque cylindrée. L'état initial de ce système est défini de la manière suivante :

État initial du système de masse $M = m_1 + m_2$	Gaz restés dans l'espace nuisible.	La masse m_1 de ces gaz occupe le volume V_2 de l'espace nuisible sous la pression atmosphérique p_0 et à la température T_2.
	Mélange combustible à introduire dans le moteur.	La masse m_2 de ce mélange occupe le volume V sous la pression p_0 et à la température T de l'air extérieur.

L'état final de ce même système est le suivant :

État final	La masse $M = m_1 + m_2$ occupe le volume V_1 sous la pression p_0 à la température T_0.

On applique alors le principe de l'équivalence à une transformation fictive faisant passer le système considéré de cet état initial à cet état final.

Ce mode de raisonnement convient seulement au cas où il s'agit de calculer la variation d'énergie interne d'un tel système; le choix de la transformation fictive n'est alors fixé que par des raisons de simplicité de calcul. Mais l'étude de cette première course au point de vue des variations d'énergie n'a pas d'intérêt dans le cas actuel; elle n'en prend que si de ces variations on déduit des renseignements relatifs à la quantité de chaleur absorbée, comme nous le verrons plus loin; mais alors il faut connaître les transformations *réelles* par lesquelles passe le système de l'état initial à l'état final considérés; or, c'est ce que nous ignorons complètement. Dans l'étude théorique du diagramme Beau de Rochas-Otto il est donc préférable de ne commencer à étudier le système évoluant qu'à partir du moment où il est dans un état parfaitement déterminé et où il subit des transformations dont nous connaissons les phases d'une manière exacte ou approximative.

faces des pressions très peu différentes, *le travail utile produit est sensiblement nul.*

Considérons le piston arrivé à l'extrémité de sa première course directe; dans le cylindre de la machine se trouve une masse gazeuse M qui occupe le volume V_1 à la température T_0 sous la pression atmosphérique p_0. Soit C_0 le point du plan POV qui représente à cet instant l'état de cette masse de gaz. Ce point C_0 figure l'état initial du système qui subit les transformations suivantes.

Deuxième course. — *Première série des transformations du mélange combustible.* — Le mélange combustible pris dans l'état C_0 (V_1, T_0, p_0) est comprimé adiabatiquement jusqu'à occuper le volume V_2 sous la pression p' et à la température T'.

Soient U_0 l'énergie interne du mélange gazeux dans l'état C_0 et U' l'énergie interne de ce mélange dans l'état C'; désignons par $\mathfrak{T}_1$ le travail produit par le système, travail négatif et égal en valeur absolue à l'aire $V_2\, C'\, C_0\, V_1\, V_2$.

$$\mathfrak{T}_1 = - \text{aire } V_2\, C'\, C_0\, V_1\, V_2.$$

La transformation étant supposée adiabatique, le principe de l'équivalence appliqué à cette transformation donne

$$(13) \qquad \text{aire } V_2\, C'\, C_0\, V_1\, V_2 = E(U' - U_0).$$

Pendant cette transformation, le *travail utile* produit sur le piston a pour expression

$$(14) \qquad p_0(V_1 - V_2) - \text{aire } V_2 C' C_0 V_1 V_2.$$

Si nous admettons que le mélange gazeux combustible *suit les lois des gaz parfaits et que ses deux chaleurs spécifiques sont indépendantes de la température*, nous avons les équations

$$(15) \qquad \frac{p'}{p_0} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma} \qquad \frac{T'}{T_0} = \left(\frac{p'}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \text{ (1)}.$$

γ désigne ici le rapport $\frac{c_p}{c_v}$ des deux chaleurs spécifiques à pression constante et à volume constant du mélange gazeux qui se transforme.

Deuxième série de transformations du mélange combustible. — Le mélange gazeux combustible est dans l'état figuré par le point C' (V_2, p', T'); produisons la combustion de ce mélange et supposons que cette réaction soit EXPLOSIVE et EFFECTUÉE A VOLUME CONSTANT. Dans leur état final, les produits de la combustion occupent le volume V_2 sous la pression p_1 à la température T_1.

---

(1) Nous prions le lecteur de se reporter, pour les formules relatives aux gaz parfaits, aux ouvrages de Thermodynamique.

Combustion explosive et à volume constant du mélange combustible introduit dans le moteur.	*État initial.* Mélange gazeux combustible dans l'état figuré par $C'(V_2, p', T')$. *État final.* Mélange des produits de la combustion dans l'état figuré par $C_1(V_2, p_1, T_1.)$.

Soit U_1 l'énergie interne du mélange des produits de la combustion dans leur état final; Q, la quantité de chaleur absorbée pendant la transformation considérée. Le principe de l'équivalence donne l'équation suivante :

$$E\,Q = E(U_1 - U'), \tag{16}$$

puisque, la réaction étant effectuée à volume constant, il n'y a pas de travail externe produit.

Pour calculer la variation d'énergie interne $(U_1 - U')$ ou la quantité de chaleur Q, on peut, à la place de la transformation réelle, faire subir au système une transformation fictive le conduisant du même état initial au même état final que précédemment. Nous prenons ici comme transformation fictive l'ensemble des deux transformations suivantes :

(α) A la température T', sous le volume constant V_2, nous produisons la combustion. Si cette réaction se produisait seule, elle absorberait

$$- Q_{T'} \text{ calories.}$$

(β) Nous échauffons les produits de la com-

bustion sous le volume constant V_2 de la température T' à la température T_1.

Si cette modification se produisait seule, elle absorberait une quantité de chaleur égale à

$$M c'_v (T_1 - T'),$$

M désignant la masse du système qui évolue dans le moteur, c'_v désignant la chaleur spécifique sous volume constant du mélange des produits de la combustion.

L'ensemble des deux transformations (α) et (β) absorberait donc une quantité totale de chaleur égale à

$$- Q_{T'} + M c'_v (T_1 - T').$$

Mais, à la fin de la transformation (β), la masse des produits de la combustion est dans un état final identique à l'état final C_1 (V_2, p_1, T_1). En effet, à la fin de la transformation (β), la masse des produits de la combustion égale à la masse précédemment considérée occupe le volume V_2 à la température T_1 ; elle supporte par suite la pression p_1 donnée par la loi de compressibilité. A la fin de la transformation fictive (α) + (β), l'énergie interne du système évoluant est donc égale à U_1 ; on trouve donc, en appliquant à cette transformation fictive le principe de l'équivalence,

$$U_1 - U' = - Q_{T'} + M c'_v (T_1 - T'),$$

égalité qui conduit, d'après l'égalité (16), à la suivante :

$$(17) \qquad Q = -Q_{T'} + M c'_v (T_1 - T').$$

Mais faisons ici l'*hypothèse* suivante :

La combustion du mélange gazeux est ADIABATIQUE.

Cette hypothèse s'exprime par l'égalité

$$Q = 0$$

ou

$$(18) \qquad Q_{T'} = M c'_v (T_1 - T')\ (^1).$$

La réaction étant supposée adiabatique et à volume constant, l'équation (16) nous montre que, durant cette transformation, l'énergie interne du système ne varie pas.

$$(19) \qquad U_1 = U'.$$

L'équation (18) permet de calculer la température T_1; pour calculer la pression p_1 nous raisonnons de la manière suivante :

Après la transformation (α) le mélange des produits de la combustion occuperait, à la température T', le volume V_2 sous la pression p' si la réaction (α) s'était effectuée sans condensation. Mais il n'en est pas généralement ainsi. Si, à la même température T', la combustion, au lieu

---

(1) On dit aussi, souvent, que la quantité de chaleur dégagée par la réaction sert uniquement à échauffer les produits de cette réaction.

d'être effectuée sous le volume constant V_2, l'avait été sous la pression constante p', les produits de la combustion eussent occupé le volume V'_2 inférieur à V_2. Ramenés à occuper le volume V_2 ils eussent supporté la pression π donnée par la loi de Mariotte

$$(20) \qquad \pi V_2 = p' V'_2.$$

Or π est évidemment la pression supportée par le mélange des produits de la combustion après la transformation (α). Lorsqu'on connaît la composition du mélange combustible et les réactions qui se produisent pendant la combustion, on a immédiatement la différence $V_2 - V'_2$ et par suite la quantité cherchée π.

Cette quantité π étant calculée, l'application de la loi de Mariotte à la transformation (β) donne

$$(21) \qquad \frac{p_1}{T_1} = \frac{\pi}{T'} = \frac{V'_2}{V_2} \cdot \frac{p'}{T'}.$$

TROISIÈME COURSE. — *Troisième série de transformations du mélange combustible.* — A la fin de l'explosion supposée instantanée, le piston est à fond de course en V_2B; le mélange des produits de la combustion est dans l'état figuré par le point C_1 (V_2, p_1, T_1). Durant la troisième course du piston, le mélange des produits de la combustion se détend du volume V_2 au volume V_1.

Supposons que cette détente soit ADIABATIQUE ; le travail produit par le système est égal à

$$\mathcal{T}_2 = + \text{ aire } V_2 C_1 C_2 V_1.$$

Désignons par U_2 l'énergie interne du système évoluant dans l'état figuré par le point $C_2(V_1, p_2, T_2)$; le principe de l'équivalence appliqué à cette détente adiabatique donne

$$(22) \qquad - \text{ aire } V_2 C_1 C_2 V_1 = E(U_2 - U_1).$$

Pendant cette transformation le travail utile produit sur le piston est donné par l'expression

$$(23) \qquad \text{aire } V_2 C_1 C_2 V_1 - p_0 (V_1 - V_2).$$

Si nous considérons le mélange des produits de la combustion comme un gaz dont les deux chaleurs spécifiques sont indépendantes de la température, nous avons encore les équations

$$(24) \qquad \frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma'} \qquad \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{\gamma' - 1}{\gamma'}}$$

γ' désignant le rapport $\frac{c'_p}{c'_v}$ des chaleurs spécifiques du mélange des produits de la combustion.

QUATRIÈME COURSE. — Le mélange gazeux est dans l'état figuré par le point $C_2(V_1, p_2, T_2)$; la soupape d'échappement s'ouvre, le piston revient en arrière et le mélange gazeux est expulsé dans l'atmosphère. Ce quatrième temps de la marche du moteur est comme le premier; il ne saurait

être étudié au point de vue thermodynamique, la masse du système qui se trouve dans le moteur changeant à chaque instant [1].

Mais on peut calculer le travail utile produit. Pendant cette course, la pression du gaz chassé est toujours supérieure à la pression atmosphérique; d'autre part, au moment où s'ouvre la valve d'échappement la pression baisse. On peut admettre que l'excès de la pression à l'intérieur du cylindre diminue assez rapidement dès le début pour être ensuite, pendant une grande partie de la course du piston, sensiblement constante et égale à la pression atmosphérique p_0. En d'autres termes on peut admettre que les ordonnées de la courbe C_2 D'D B représentent les pressions du mélange gazeux dans le cylindre pendant la quatrième course. Si on tient compte de ce fait que l'autre face du piston supporte la

---

(1) On peut répéter ici ce que nous avons dit en étudiant la première course. Il est possible de définir un état initial et un état final d'un système de masse constante $M = m_1 + m_2$ en considérant d'une part la masse m_1 des gaz restés dans l'espace nuisible et d'autre part la masse m_2 des gaz expulsés. Mais si, comme c'est le cas, on ignore de quelle nature sont les modifications susceptibles de faire passer ce système de l'état initial à l'état final, on peut seulement calculer les variations de l'énergie interne pendant la quatrième course. Ce calcul ne présente ici aucun intérêt; à un autre point de vue, nous ne pouvons en déduire aucune conséquence touchant les quantités de chaleurs absorbées ou dégagées.

pression de l'amosphère, le travail utile produit a pour expression

$$(25) \qquad -\text{ aire } V_2 B D D' C_2 V_1 V_2 + p_0 (V_1 - V_2) = -\text{ aire } D D' C_2 C_0 D.$$

Combinons maintenant les équations qui nous ont été données par l'analyse des quatre phases du mouvement du moteur.

En ajoutant membre à membre les équations (13), (16), (19), (22) on trouve :

$$(26) \qquad -\text{ aire } C_0 C' C_1 C_2 C_0 = E (U_2 - U_0).$$

Pour calculer cette variation d'énergie interne, considérons une transformation FICTIVE conduisant le système étudié du même état initial au même état final que précédemment.

Prenons donc le mélange combustible qui existe dans le moteur à la fin de la première course dans l'état figuré par le point C_0 (V_1, p_0, T_0) et faisons subir à ce mélange la suite des transformations suivantes :

(α') Combustion sous le volume constant V_1 à la température T_0.

Si cette réaction se produisait seule, elle absorberait

$$-Q_{T_0} \text{ calories.}$$

(β') Échauffement des produits de la combustion sous le volume constant V_1 de la température T_0 à la température T_2.

Si cette transformation se produisait seule, elle absorberait une quantité de chaleur égale à

$$M c'_v (T_2 - T_0).$$

La quantité totale de chaleur absorbée dans l'ensemble des deux transformations (α') et (β') est donc

$$- Q_{T_0} + M c_v (T_2 - T_0).$$

Mais la modification fictive (α') + (β') amène le système formé par les produits de la combustion à occuper le volume V_1 à la température T_2 ; d'après la loi de Mariotte, ce mélange est alors sous la pression p_2; son état final est identique à celui auquel nous avaient conduit les modifications $C_0 C' + C' C_1 + C_1 C_2$. A la fin de la transformation (β') l'énergie interne du système est donc égale à U_2 et le principe de l'équivalence appliqué à la modification fictive (α') + (β') donne l'égalité

$$(27) \quad E (U_2 - U_0) = - E Q_{T_0} + E M c'_v (T_2 - T_0).$$

En retranchant membre à membre les équations (26) et (27) on trouve

$$(28) \quad E Q_{T_0} - E M c'_v (T_2 - T_0) = \text{aire } C_0 C' C_1 C_2 C_0.$$

Enfin entre les quantités de chaleur $Q_{T'}$ et Q_T on a la relation

$$(29) \quad Q_{T'} - Q_{T_0} = M (c_v - c'_v) (T' - T_0) \text{ [1]},$$

(1) Pour établir cette relation, considérons la masse M du

c_v désignant la chaleur spécifique sous volume constant du mélange combustible primitif. On en déduit, en tenant compte des égalités (18) et (28),

$$(30) \quad \frac{1}{E} \text{ aire } C_0C'C_1C_2C_0 = M[c'_v(T_1 - T_2) - c_v(T' - T_0)].$$

En tenant compte des expressions (14), (23), (25) le travail utile produit sur le piston pendant les quatre temps de la marche du moteur a pour expression

$$\text{aire } C_0\,C'\,C_1\,C_2\,C_0 - \text{aire } D\,D'\,C_2\,C_0\,D.$$

---

mélange combustible primitif sous le volume V_1 à la température T_0 et faisons-lui subir les deux séries de transformations suivantes :

1re SÉRIE. — Le mélange est porté sous le volume constant V_1 de la température T_0 à la température T'; à cette température se produit la combustion. La quantité de chaleur absorbée dans l'ensemble de ces deux modifications a pour expression

$$M\,c_v(T' - T_0) - Q_{T'},$$

2e SÉRIE. — On produit la combustion à la température T_0 sous le volume V_1 du mélange combustible primitif; on porte les produits de la combustion de la température T_0 à la température T' en leur conservant le volume V_1. La quantité de chaleur absorbée dans l'ensemble de ces deux modifications a pour expression

$$-Q_{T_0} + M\,c'_v\,(T' - T_0).$$

Comme dans les deux séries de modifications, le système a le même état initial et le même état final, et que le travail produit est nul le principe de l'équivalence donne l'équation :

$$M\,c_v\,(T' - T_0) - Q_{T'}, = -Q_{T_0} + M\,c'_v\,(T' - T_0),$$

d'où la relation (29).

Rendement thermique théorique. — Ce rendement a pour expression

$$\rho = \frac{\text{aire } C_0 C' C_1 C_2 C_0 - \text{aire } D D' C_2 C_0 D}{E Q_{T'}},$$

ou, en tenant compte des égalités (18) et (30),

$$(31)\quad \rho = \frac{c'_v (T_1 - T_2) - c_v (T' - T_0)}{c'_v (T_1 - T')} - \frac{\text{aire } D D' C_2 C_0 D}{E M c'_v (T_1 - T')}.$$

Or l'aire D D' C_2 C_0 D est en général petite ; il en est à fortiori de même du quotient de cette aire par le produit E M c'_v $(T_1 - T')$.

On peut donc prendre comme rendement thermique théorique l'expression

$$(32)\qquad \rho_1 = \frac{c'_v (T_1 - T_2) - c_v (T' - T_0)}{c'_v (T_1 - T')}.$$

Cette formule prend une forme particulière *si on néglige la différence $c'_v - c_v$.*

On a en effet dans ce cas

$$(33)\qquad \rho_2 = 1 - \frac{T_2 - T_0}{T_1 - T'}.$$

Il est facile de voir qu'en partant des formules (15), (18), (19), (21), (24), on peut calculer les expressions de ρ_1 et de ρ_2 en fonction de la compression initiale $\frac{p'}{p_0} = n$ et de la température initiale T_0 du mélange gazeux évoluant dans le moteur.

Application numérique. — Considérons un moteur Otto dont les dimensions sont les suivantes :

Diamètre du cylindre	$= 0^{m},216$
Course du piston	$= 0^{m},457$
$V_1 - V_2$	$= 0^{m^3},017$
V_2	$= 0^{m^3}.007$
V_1	$= 0^{m^3},024$

Alimentons le moteur avec un gaz dont les constantes caractéristiques sont les suivantes :

Poids spécifique	$0^{kgr}.5$ (1^{m^3})
Volume spécifique	2^{m^3} (1^{kgr})
Pouvoir calorifique	10 000 cal. (1^{kgr}), 5 000 cal. (1^{m^3}).
Masse d'air nécessaire pour la combustion de 1^{kgr} de gaz	14^{kgr}.
Volume d'air nécessaire pour la combustion de 1^{m^3} de gaz	$5,6^{m^3}$.
Chaleur spécifique à volume constant.	$c_v = 0.185$.
— — à pression constante	$c_p = 0,259$.
Rapport des deux chaleurs spécifiques.	$\gamma = 1,40$.

Composition des gaz de la combustion :

$$1^{kgr} = 0,15^{kgr}\,CO^2 + 0,13^{kgr}\,H^2O + 0,72^{kgr}\,Az.$$

Poids spécifique de ces gaz	1.2^{kgr} (1^{m^3})
Volume spécifique —	$0,83^{m^3}$ (1^{kgr}).
Chaleur spécifique sous volume constant à 1 500° C	$c'_v = 0,340$.
Chaleur spécifique sous pression constante à 1 500° C	$c'_p = 0,411$.
Rapport de ces deux chaleurs spécifiques	$\gamma' = 1,21$.

Introduisons dans le moteur $0^{m^3},017$ d'un mé-

lange de gaz et d'air dans les proportions de 1^{m3} de gaz pour $5,6^{m3}$ d'air. Si nous négligeons la masse des résidus gazeux contenus dans l'espace nuisible V_2, la valeur de M est

$$M = 0^{kgr},0193.$$

Supposons que la compression initiale soit de 5 kilog. par centimètre carré,

$$\frac{p'}{p_0} = \eta = 5.$$

1° *Cas où* $\gamma' = \gamma$.

$$\gamma' = \gamma = 1,40.$$

Admettons avec M. Schöttler qu'au début de la deuxième course le mélange combustible soit à une température $T_0 = 350°$ abs.

$$T' = 350 \times (5)^{0,28} = 549° \text{ abs. (formules 15).}$$

D'après la formule (18),

$$T_1 = 549 + \frac{10\,000}{15 \times 0,34} = 2\,549° \text{ abs.}$$

D'après la formule (21), dans laquelle on fait $V_2 = V'_2$.

$$p_1 = 5 \times \frac{2\,549}{549} = 23^{atm},25 \text{ (1).}$$

$$p_2 = 4^{atm},7 \text{ (formules 24).}$$

$$T_2 = 1\,593° \text{ abs. (formules 24),}$$

---

(1) La formule (21) donnerait

$$p_1 = 23,25 \times 0,97 = 22^{atm},55;$$

la différence avec la valeur donnée par la formule simplifiée ($V_2 = V'_2$) est négligeable.

d'où on déduit

$$\rho_2 = 0{,}38 \text{ (}^1\text{) (formule 33).}$$

2° *Cas où γ est différent de γ'*

$T' = 549°$ abs. $\qquad T_0 = 350°$ abs.
$T_1 = 2\,549°$ abs.
$p_1 = 23^{atm}, 25$.
$p_2 = 5^{atm}\,72$ (formules 24).
$T_2' = 1\,961°$ abs.
$\rho_1 = 0{,}24$ (formule 32).

Discussion des théories adoptées. — Nous avons donné la théorie du diagramme Beau de Rochas en partant du principe de l'équivalence de la chaleur et du travail. Cette théorie a été tentée par divers auteurs; mais le mode de raisonnement adopté prête, selon nous, à diverses critiques que nous allons maintenant développer.

1. — Le diagramme théorique adopté par un grand nombre d'auteurs est un peu différent de

---

(1) Le rendement ρ (formule 31) contient le terme

$$\left[-\frac{\text{aire D D}' \text{C}_2 \text{C}_0 \text{D}}{\text{E M } c'_v (T_1 - T')}\right].$$

On peut se faire une idée de la valeur maximum de ce terme en assimilant l'aire D D′ C_2 C_0 D à l'aire d'un triangle ayant pour base $\frac{V_1 - V_2}{5}$ et pour hauteur $p_2 - p_0$. On trouve ainsi :

$$\frac{4{,}7 \times 10000 \times 0{,}017}{10 \times 425 \times 0{,}019 \times 2000 \times 0{,}34} = 0{,}014,$$

valeur qui est négligeable en présence de 0,38.

celui que nous avons décrit. Ces auteurs supposent en effet que les points C_0 et C_2 coïncident; en d'autres termes, ils écrivent l'égalité

$$(34) \qquad p_0 = p_2.$$

Introduisons cette hypothèse dans les équations que nous avons établies et voyons à quelles conséquences nous sommes conduits.

1° *Les chaleurs spécifiques du mélange combustible et des produits de la combustion sont égales entre elles à toute température.*

L'hypothèse (34) conduit à cette conséquence :

$$\frac{p'}{p_0} = \eta; \qquad \frac{p_1}{p_0} = \eta.$$

Par suite

$$p' = p_1.$$

L'explosion effectuée à volume constant ne produit aucune augmentation de pression.

D'ailleurs l'hypothèse (34) faite dans le cas actuel revient à considérer comme coïncidant entre elles la courbe de la compression initiale et la courbe de détente des produits de la combustion.

Les auteurs qui ont fait cette hypothèse (34) en déduisent

$$(35) \qquad T_2 = T_0 \left(\frac{T_1}{T'}\right)^{\frac{1}{\gamma}}.$$

Cette formule inexacte donne pour T_2 une valeur trop petite [1].

2° *Les chaleurs spécifiques du mélange combustible et des produits de la combustion sont différentes.*

L'hypothèse (34) donne la relation :

$$\eta = \left(\frac{T_1}{T_0}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma' - 1}}. \qquad (35\ bis)$$

Mais dans le cas actuel

$$\frac{\gamma}{\gamma' - 1} = \frac{1.40}{0.21} = 6,7.$$

Mais posons $\frac{T_1}{T_0} = 4$ (ce qui est certainement inférieur à la réalité), nous trouvons au moyen de la formule (35 *bis*)

$$\eta = 4^{6,7} = 10\,810.$$

Ce résultat nous montre qu'on ne peut en aucun cas admettre l'hypothèse (34).

II. — La formule (32) du rendement n'a été donnée par aucun des auteurs qui se sont préoc-

---

(1) Voir ALHEILIG et ROCHE, *Traité des machines à vapeur*, t. II, p. 296 et 297. Au moyen de la formule inexacte (109) ces auteurs trouvent $T_2 = 935°$ abs., tandis que, en prenant leurs nombres mêmes, on doit trouver $T_2 = 1\,325°$ abs.

E. DEMENGE, L'utilisation directe des gaz de haut fourneau (*Revue générale des Sciences pures et appliquées*, 15 février 1900, p. 129 et 130), trouve $T_2 = 837°$ abs. En faisant le calcul au moyen de la formule exacte et en employant les nombres de M. E. Demenge on trouve

$$T_2 = 1\,243,75 \text{ abs.}$$

cupés de faire la théorie des moteurs à gaz.

MM. Boulvin [1], Schöttler [2], E. Sauvage [3], donnent la formule (33); MM. Alheilig et Roche [4], E. Demenge [5], écrivent le rendement sous la forme

$$(36) \qquad \rho_3 = 1 - \gamma \frac{T_2 - T_0}{T_1 - T'} \ [6].$$

Cette formule conduit à des valeurs de rendement qui sont beaucoup trop faibles.

Ainsi, en employant les nombres de MM. Alheilig et Roche,

$T' = 5\,420^0$ abs. $T_1 = 1\,934^0$ abs. $T_0 = 288^0$ abs.
$T_2 = 1\,325^0$ abs. $\gamma = 1{,}30$. $\eta = 5$

la formule (36) donne

$$\rho_3 = 0{,}12,$$

---

(1) Boulvin, Diagramme entropique. (*Revue de Mécanique*, février 1897.)

(2) Schöttler, *Die Gasmaschine*, p. 211, Gœritz, Braunschweig, 1899.

(3) E. Sauvage. Cours autographié de l'École nationale supérieure des Mines.

(4) Alheilig et Roche (*loc. cit.*).

(5) E. Demenge (*loc. cit.*).

(6) M. Witz donne la formule (36) comme représentant la formule générale du rendement des moteurs à gaz à explosion avec compression préalable ; nous verrons qu'elle n'est vraie que dans un cas particulier pour les moteurs dans lesquels la course de compression est plus petite que la course de détente. — Witz, *Traité théorique et pratique des moteurs à gaz*, t. I, 3e édit., 1892, p. 134 et 135. *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, 23 avril et 7 mai 1900.

tandis que le rendement ρ_2 calculé au moyen de la formule (33) est

$$\rho_2 = 0{,}32.$$

La forme (36) du rendement doit donc être rejetée dans le cas que nous considérons ici.

Discutons maintenant le raisonnement qui a conduit à la formule (33).

Considérons une masse d'air égale à M dans l'état figuré par le point C_0 (V_1, p_0, T_0) et faisons-lui subir la série des transformations suivantes :

1° Compression adiabatique suivant $C_0 C'$; soit C' (V_2, p', T') le point qui figure l'état de la masse gazeuse à la fin de cette compression.

2° Échauffement sous le volume constant V_2 de la température T' à la température T_1 telle que l'on ait :

$$Q_{T'} = M c_v (T_1 - T'), \tag{37}$$

c_v désignant la chaleur spécifique moyenne à volume constant de la masse d'air entre les températures T' et T_1.

A la fin de cette modification, l'air est dans l'état figuré par le point C_1 (V_2, p_1, T_1) et l'on a

$$\frac{p_1}{T_1} = \frac{p'}{T'}.$$

3° Détente adiabatique de l'air du volume V_2 au volume V_1; à la fin de la détente, l'état de l'air est figuré par le point C_2 (V_1, p_2, T_2).

4° Refroidissement sous le volume constant V_1 de la température T_2 à la température T_0; le système *dégage* une quantité de chaleur

(38) $$q = M c_v (T_2 - T_0).$$

La masse d'air revenant, après la série des transformations précédentes, au même volume V_1 et à la même température T_0 qu'au début est soumise à la pression initiale p_0.

L'état final de la masse gazeuse est donc identique à l'état initial; la masse gazeuse a parcouru un cycle fermé.

Le travail produit par la masse d'air pendant le parcours de ce cycle est :

$$\mathfrak{T} = \text{aire } C_0 C' C_1 C_2 C_0 = E (Q_{T'} - q).$$

Comme l'aire $C_0 C' C_1 C_2 C_0$ représente aussi le travail utile produit sur le piston, le rendement de la machine a pour expression

$$\frac{Q_{T'} - q}{Q_{T'}} = \frac{M c_v (T_1 - T') - M c_v (T_2 - T_0)}{M c_v (T_1 - T')} = 1 - \frac{T_2 - T_0}{T_1 - T'}.$$

C'est la formule (33).

Les auteurs font alors l'hypothèse suivante (1) :

Un moteur à gaz à explosion avec compression préalable qui fonctionne suivant le diagramme Beau de

---

(1) Witz, *Traité théorique et pratique des moteurs à gaz et à pétrole*, t. II. 1895, p. 114.

Rochas-Otto est assimilable à un moteur à air fonctionnant suivant le même diagramme.

Remarquons d'abord que si nous admettons cette assimilation, il est impossible d'obtenir la formule (32), qui est la formule exacte du rendement thermique théorique d'un moteur à gaz; le mode de raisonnement qui précède ne conduit qu'à la formule (33); or celle-ci n'est qu'un cas particulier de la première, celui dans lequel le mélange combustible et le mélange des produits de la combustion ont les mêmes chaleurs spécifiques.

D'autre part, le raisonnement précédent suppose essentiellement que le système évoluant dans le moteur parcourt un cycle fermé, c'est-à-dire que son état final est identique à son état initial. Il en est ainsi dans la machine à air chaud dont nous venons de calculer le rendement; il n'en est plus de même dans un moteur à gaz. Dans son état initial, le système évoluant dans un moteur à gaz est constitué par un certain mélange d'air et de gaz d'éclairage; dans son état final, au moment où il est rejeté en dehors du moteur, ce système est formé par un mélange d'acide carbonique, de vapeur d'eau et d'azote.

Le diagramme théorique d'un moteur à air peut représenter un cycle fermé; le diagramme théorique d'un moteur à gaz doit être considéré

comme figurant une transformation ouverte ; le principe de l'équivalence ne saurait être appliqué sous la même forme dans les deux cas. M. Witz a bien compris cette différence de nature entre un moteur à air chaud et un moteur à gaz ; mais imbu de cette idée d'effectuer un rapprochement entre ces deux genres de moteurs, il s'est efforcé de résoudre la question en employant un raisonnement dont la valeur scientifique me semble laisser un peu à désirer (1). Aussi, loin de vouloir faire des assimilations susceptibles de conduire à des résultats erronés, est-il préférable de traiter directement le problème comme nous l'avons fait plus haut.

(1) Witz, *Traité théorique et pratique des machines à gaz et à pétrole*, t. III, 1899, p. 8 et 9.

CHAPITRE III

DIAGRAMME CHARON

Nous avons étudié le diagramme Beau de Rochas appliqué dans le moteur Otto, c'est-à-dire que nous avons supposé la course de compression égale à la course de détente. Dans ces conditions, la pression des gaz de la combustion à la fin de la détente est assez différente de la pression de l'atmosphère; il en résulte une diminution du rendement thermique. On a cherché à prolonger la détente en disposant les organes de telle sorte que *la course de compression soit plus petite que la course de détente*. Nous désignerons sous le nom de *moteurs du type Charon* les moteurs dans lesquels cette condition est réalisée et nous appellerons *diagramme Charon* le diagramme de ces moteurs.

Voici quelles sont les quatre phases du fonctionnement d'un tel moteur (moteur Charon, par exemple) :

Première course. — Aspiration du mélange gazeux combustible pendant toute la course.

Deuxième course. — Remisage pendant une première partie de la course du mélange introduit pendant la première course ; puis compression du mélange restant pendant le reste de la course.

Troisième course. — Explosion et détente des gaz brûlés.

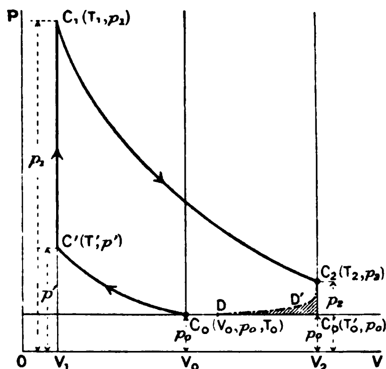
Quatrième course. — Expulsion dans l'atmosphère des gaz brûlés.

Analysons ces diverses phases.

PREMIÈRE COURSE. — Le travail utile produit sur le piston est sensiblement nul.

DEUXIÈME COURSE. — *Première partie.* — La

Fig. 2.



première partie de cette course de $V_2\,C'_0$ à $V_0\,C_0$ ne peut être étudiée au point de vue thermodyna-

mique, le système ayant une masse variable à chaque instant. Lorsque le piston est arrivé en $V_0 C_0$, le système qui va évoluer dans la machine est constitué.

Le travail utile produit sur le piston pendant cette première partie de la deuxième course est sensiblement nul.

Deuxième course. — *Deuxième partie. — Première transformation du système évoluant.* — Cette première transformation consiste en une compression adiabatique conduisant le système de l'état figuré par le point $C_0(V_0, p_0, T_0)$ à l'état figuré par le point $C'(V_1, p', T')$.

Désignons par U_0 l'énergie interne du système dans l'état initial C_0 et par U' l'énergie interne dans l'état C'.

Le principe de l'équivalence appliqué à cette transformation donne la relation

$$\text{(39)} \qquad \text{aire } V_1 C' C_0 V_0 V_1 = E(U' - U_0).$$

Pendant cette transformation le travail produit sur le piston a pour expression

$$\text{(40)} \qquad p_0(V_0 - V_1) - \text{aire } V_1 C' C_0 V_0 V_1.$$

D'autre part les équations de la transformation adiabatique des gaz donnent

$$\text{(41)} \qquad \frac{p'}{p_0} = \left(\frac{V_0}{V_1}\right)^{\gamma} \qquad \frac{T'}{T_0} = \left(\frac{p'}{p_0}\right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}},$$

γ désignant le rapport $\frac{c_p}{c_v}$ des chaleurs spécifiques du mélange gazeux combustible.

Deuxième transformation du système évoluant. — Le mélange gazeux combustible est dans l'état figuré par le point C′ (V_1, p', T′) ; produisons la combustion du mélange AVEC EXPLOSION ET A VOLUME CONSTANT. Dans l'état final, les produits de la combustion occupent le volume V_1, sous la pression p_1, à la température T_1. Soient U_1 l'énergie interne du mélange des produits de la combustion dans leur état final, Q la quantité de chaleur absorbée durant la transformation considérée. Le principe de l'équivalence donne l'équation

$$\text{(42)} \qquad E\,Q = E\,(U_1 - U').$$

Pour calculer la variation d'énergie interne (U_1 — U′) considérons les deux transformations FICTIVES suivantes qui conduisent le système du même état initial au même état final que dans la transformation précédente.

(α) Combustion sous le volume constant V_1 à la température T′ ; cette réaction absorbe

$$- Q_{T'} \text{ calories.}$$

(β) Échauffement des produits de la combustion sous le volume constant V_1 de la tempéra-

ture T' à la température T_1. Cette modification absorbe

$$M c'_v (T_1 - T'),$$

M, masse du système évoluant,

c'_v, chaleur spécifique sous volume constant du mélange des produits de la combustion.

La quantité de chaleur absorbée par l'ensemble des deux modifications (α) et (β) est

$$-Q_{T'} + M c'_v (T_1 - T').$$

On a donc

$$Q = U_1 - U' = -Q_{T'} + M c'_v (T_1 - T').$$

Faisons ici l'hypothèse suivante :

La combustion du mélange gazeux est ADIABATIQUE.

Il en résulte que nous avons

$$M c'_v (T_1 - T') = Q_{T'}, \tag{43}$$

$$U_1 = U'. \tag{44}$$

Enfin entre les pressions p_1 et p' et les températures T_1 et T' nous avons la relation

$$\frac{p_1}{T_1} = \frac{V'_1}{V_1} \cdot \frac{p'}{T'}, \tag{45}$$

V'_1 désignant le volume que les produits de la combustion occuperaient sous la pression p', à la température T'.

TROISIÈME COURSE. — *Troisième transformation du système évoluant.* — Pendant la troisième course

se produit la détente des produits de la combustion. Supposons que CETTE DÉTENTE SOIT ADIABATIQUE. Le principe de l'équivalence donne :

(46) $$-\text{ aire } V_1 C_1 C_2 V_2 V_1 = E(U_2 - U_1),$$

U_2 étant l'énergie interne du système dans l'état C_2 (V_2, p_2, T_2).

Le travail utile produit sur le piston est

(47) $$\text{aire } V_1 C_1 C_2 V_2 V_1 - p_0 (V_2 - V_1).$$

Les équations de la *transformation adiabatique des gaz parfaits* donnent

(48) $$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma'} \qquad \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{\gamma'-1}{\gamma'}},$$

γ' désignant le rapport $\frac{c'_p}{c'_v}$ des chaleurs spécifiques du mélange des produits de la combustion.

QUATRIÈME COURSE. — Elle ne peut être étudiée au point de vue thermodynamique.

Le travail utile produit sur le piston est égal à

(49) $$-\text{ aire } D D' C_2 C'_0 D.$$

Combinons maintenant les diverses équations précédentes. En ajoutant membre à membre les équations (39), (44), (46), nous trouvons

(50) $$E(U_2 - U_0) = -\text{ aire } C_0 C' C_1 C_2 C'_0 C_0 - p_0 (V_2 - V_0).$$

Pour calculer cette variation d'énergie interne, considérons une transformation FICTIVE

conduisant le système de l'état C_0 (V_0, p_0, T_0) (état initial du mélange combustible primitif) à l'état C_2 (V_2, p_2, T_2) (état final du mélange des produits de la combustion). Cette transformation est formée par l'ensemble des modifications suivantes :

(α_1) Combustion sous le volume constant V_0 à la température T_0; cette réaction absorbe

$$- Q_{T_0} \text{ calories.}$$

(β_1) Échauffement des produits de la combustion sous la pression constante p_0 de la température T_0 à la température T'_0. Soit V_2 le volume occupé par ce mélange gazeux sous la pression p à la température T'_0.

Cette modification absorbe une quantité de chaleur

$$M c'_p (T'_0 - T_0),$$

c'_p désignant la chaleur spécifique sous pression constante du mélange des produits de la combustion.

Pendant cette modification, le système produit un travail qui est représenté par

$$p_0 (V_2 - V_0).$$

(γ_1) Échauffement des produits de la combustion sous le volume constant V_2 de la température T'_0 à la température T_2. Cette modification absorbe une quantité de chaleur

$$M c'_v (T_2 - T'_0).$$

Quand la masse M des produits de la combustion occupe le volume V_2 à la température T_2, elle supporte la pression p_2; le système est donc ramené au même état final que précédemment et son énergie interne est U_2 à la fin de la modification (γ_1).

Le principe de l'équivalence appliqué à l'ensemble des transformations $(\alpha_1) + (\beta_1) + (\gamma_1)$ donne la relation suivante :

$$(51) \quad - E Q_{T_0} + E M c'_p (T'_0 - T_0) + E M c'_v (T_2 - T'_0) - p_0 (V_2 - V_0) = E (U_2 - U_0).$$

Retranchons membre à membre les équations (50) et (51), nous obtenons

$$(52) \quad E Q_{T_0} - E M c'_p (T'_0 - T_0) - E M c'_v (T_2 - T'_0) = \text{aire } C_0 C' C_1 C_2 C'_0 C_0.$$

La loi de Mariotte appliquée à la transformation (β_1) donne

$$(53) \quad \frac{V_0}{T_0} = \frac{V_2}{T'_0}.$$

Enfin, on a (relation 29, chapitre II)

$$Q_{T'} - Q_{T_0} = M (c_v - c'_v) (T' - T_0).$$

L'équation (52) devient donc, en tenant compte de (43),

$$(54) \quad \frac{1}{E} \text{ aire } C_0 C' C_1 C_2 C'_0 C_0 = M \Big[c_v \{ (T_1 - T_0) - (T_2 - T'_0) \} - c'_p (T'_0 - T_0) - c_v (T' - T_0) \Big].$$

Le travail utile produit sur le piston pendant

les quatre temps de la marche du moteur a pour expression

$$\text{aire } C_0 C' C_1 C_2 C'_0 C_0 - \text{ aire } D D' C_2 C'_0 D.$$

Rendement thermique théorique. — Le rendement thermique théorique a pour expression

$$\rho = \frac{\text{aire } C_0 C' C_1 C_2 C'_0 C_0 - \text{ aire } D D' C_2 C'_0 D}{E Q_{T'}},$$

ou, en négligeant l'aire très petite $D D' C_2 C'_0 D$,

$$\rho_1 = \frac{\text{aire } C_0 C' C_1 C_2 C'_0 C_0}{E Q_{T'}}.$$

En tenant compte des relations (43) et (54), ce rendement a pour valeur,

$$(55) \quad \rho_1 = \frac{c'_v[(T_1 - T_0) - (T_2 - T'_0)] - c'_p(T'_0 - T_0) - c_v(T' - T_0)}{c'_v(T_1 - T')}.$$

Si on néglige les différences $c_v - c'_v$, $c_p - c'_p$, la formule (55) devient

$$(56) \qquad \rho_2 = 1 - \gamma \frac{T'_0 - T_0}{T' - T'} - \frac{T_2 - T'_0}{T_1 - T'}.$$

Les formules (41), (45), (48), (53) permettent d'exprimer ces rendements en *fonction de la compression initiale*

$$\frac{p'}{p_0} = \eta$$

et du degré d'admission

$$\alpha = \frac{V_0 - V_1}{V_2 - V_1} = \frac{\frac{V_0}{V_1} - 1}{\frac{V_2}{V_1} - 1}.$$

Cas où $p_0 = p_2$. — Détente complète. — La détente peut-elle être assez prolongée pour que l'on puisse écrire $p_0 = p_2$? Quelles sont les conséquences auxquelles conduit cette hypothèse?

Si on néglige la variation de volume V_1-V'_1 (produite dans la combustion), les formules (41), (45), (48) et (53) donnent

$$p_0 = p_1 v^{-\gamma'} \qquad p_1 = p_0 \frac{T_1}{T'} \eta,$$

$$v^{\gamma'} = \frac{T_1}{T'} \eta = \frac{T_1}{T_0} \times \frac{T_0}{T'} \times \eta = \frac{T_1}{T_0} \eta^{\frac{1}{\gamma}} = \frac{T_1 - T'}{T_0} \eta^{\frac{1}{\gamma}} + \eta.$$

D'où l'équation

$$\text{(57)} \qquad \frac{T_1 - T'}{T_0} \eta^{\frac{1}{\gamma}} + \eta - \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma'} = 0.$$

Dans cette équation $\frac{T_1 - T'}{T_0}$ est connu pour un mélange combustible d'une certaine composition introduit dans le moteur; $\frac{V_2}{V_1}$ est donné pour un moteur déterminé. Pour que, dans ce moteur et avec le mélange combustible introduit, la détente puisse être poussée jusqu'à la pression atmosphérique p_0, il faut que l'équation en η (57) ait une racine positive supérieure à l'unité. Or cette équation n'a qu'une racine positive, la dérivée du premier membre étant toujours posi-

tive; pour que cette racine soit supérieure à 1, il faut que

$$\frac{T_1 - (T' - T_0)}{T_0} - \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma'} < 0,$$

c'est-à-dire que le rapport $\frac{V_2}{V_1}$ du volume total du cylindre au volume de la chambre de compression soit suffisamment grand.

Supposons qu'il en soit ainsi. On voit facilement qu'alors

$$T_2 = T'_0.$$

La formule (56) devient alors

(58) $$\rho'_2 = 1 - \gamma \frac{T'_0 - T_0}{T_1 - T'}.$$

Nous retrouvons ici la formule qui a été donnée par quelques auteurs comme vraie pour tous les moteurs à explosion; on voit qu'elle ne peut être appliquée que dans le cas particulier que nous venons d'étudier.

CHAPITRE IV

ÉTUDE PHYSIQUE DE LA RÉGULATION DES MOTEURS A GAZ A EXPLOSION

Nous venons d'étudier le rendement thermique des moteurs à explosion en considérant une admission et un dosage du mélange combustible parfaitement déterminés. Supposons que, dans ces conditions, la machine ait sa vitesse de régime. Si le travail résistant que doit vaincre la machine vient, par exemple, à diminuer, la vitesse de la machine augmente si on la laisse soumise au même régime de combustions. Pour la ramener à sa vitesse normale, il est nécessaire de modifier soit l'admission du mélange combustible, soit son dosage.

Étudions, au point de vue thermodynamique, les divers modes de régulation des moteurs à gaz à explosion; nous verrons dans quel sens varie chaque fois le rendement thermique.

Nous distinguerons deux cas principaux :

Premier cas. — *La course de compression est égale à la course de détente.* — Dans ce cas, le seul mode de régulation que l'on puisse employer consiste dans la variation du dosage du mélange gazeux combustible introduit dans le moteur.

En faisant varier la proportion du gaz combustible contenu dans le mélange gazeux introduit dans le moteur, on modifie les rapports γ et γ' des chaleurs spécifiques du mélange gazeux primitif et du mélange des produits de la combustion. *Négligeons ces variations*. Faire cette approximation revient à supposer que, dans le diagramme de la figure 1, la ligne de compression $C_0 C'$ garde une position invariable quand on fait varier le dosage du mélange gazeux introduit. En d'autres termes, *la pression p' à la fin de la compression garde une valeur constante*.

Pendant la régulation par seule modification du dosage du mélange introduit, la ligne $C_1 C_2$ (diagramme de la fig. 1) change de position; si la proportion du gaz combustible introduit diminue, cette ligne se rapproche de la ligne $C_0 C'$, car la température T_1 et la pression p_1 après l'explosion diminuent en même temps que la quantité de chaleur Q_T'. Comme le numérateur (aire $C_0 C' C_1 C_2 C_0$) et le dénominateur ($E Q_T'$) de l'expression du rendement thermique théorique vont en décroissant simultanément, on ne peut

à priori rien en conclure sur la variation correspondante de ce rendement.

Pour résoudre cette question, prenons le rendement sous la forme approchée

$$(33) \qquad \rho_2 = 1 - \frac{T_2 - T_0}{T_1 - T'}.$$

Si on exprime les températures T′, T_2 en fonction de la compression initiale $\frac{p'}{p_0} = \eta$, on trouve

$$\rho_2 = \frac{\eta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1}{\eta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} = K_1.$$

Or la quantité η a une valeur constante; il en est de même de ρ_2. On peut donc écrire

$$(59) \qquad E\,Q_{T'} = \frac{1}{K_1} \times \text{ aire } C_0\,C'\,C_1\,C_2\,C_0.$$

La chaleur dégagée par chaque explosion varie proportionnellement au travail utile produit sur le piston. Si, à chaque explosion, il y avait combustion complète du gaz combustible mélangé à l'air, la quantité $Q_{T'}$ varierait proportionnellement à la masse de gaz combustible introduite par cylindrée, en supposant qu'il y ait une explosion à chaque cylindrée admise. La consommation en gaz combustible varierait donc, d'après l'équation (59), proportionnellement au travail utile produit sur le piston. La même quantité de

travail utile produite sur le piston serait, par suite, toujours obtenue avec la même consommation de gaz combustible; le cheval-heure indiqué donnerait lieu à la même dépense de gaz combustible, le moteur travaillant à pleine charge ou à demi-charge.

Mais ce n'est là qu'un résultat purement théorique. En réalité, à mesure que le mélange introduit dans le moteur s'appauvrit en gaz combustible, celui-ci est de plus en plus incomplètement brûlé (¹). La quantité de chaleur $Q_{T'}$ diminue donc beaucoup plus rapidement que la dépense de gaz combustible par cylindrée. De plus le nombre des ratés augmente; en effet, la compression initiale restant la même et le mélange introduit dans le moteur s'appauvrissant en gaz combustible, les conditions dans lesquelles se trouve le mélange gazeux sont de moins en moins voisines de celles pour lesquelles il y a explosion certaine; le nombre des explosions devenant inférieur au nombre des cylindrées admises, il y a du gaz combustible dépensé en pure perte, c'est-à-dire sans travail utile correspondant. *La consommation diminue donc* RÉELLEMENT *moins vite que le travail utile produit sur le pis-*

(¹) On cherche à diminuer cet effet en produisant une avance de plus en plus grande à l'allumage.

ton; l'unité de travail, par exemple le cheval-heure indiqué, est donc PRATIQUEMENT *obtenue avec une consommation* PLUS GRANDE *à demi-charge qu'à pleine charge; le rendement thermique indiqué* RÉEL *d'une machine dans laquelle la course de compression est égale à la course de détente n'est pas constant comme le rendement thermique théorique; il* DIMINUE *avec le travail indiqué produit par la machine.*

On sait d'autre part que *le rendement organique d'un moteur diminue avec la puissance à fournir.*

Ce rendement organique a pour expression

$$r = \frac{\mathcal{T}_e}{\mathcal{T}_i}, \tag{60}$$

$\mathcal{T}_e$ désignant le travail effectif réellement produit par le moteur; $\mathcal{T}_i$ désignant le travail indiqué réellement produit par le moteur.

Soit Q la quantité de chaleur que dégagerait, si elle était complètement brûlée, la masse de gaz dépensée pour obtenir le travail $\mathcal{T}_i$ et par suite le travail $\mathcal{T}_e$.

$$r = \frac{\frac{\mathcal{T}_e}{EQ}}{\frac{\mathcal{T}_i}{EQ}};$$

ou, en posant

$$\frac{\mathcal{T}_e}{EQ} = r_e = \text{rendement thermique réel effectif},$$

$$\frac{\mathcal{T}_i}{EQ} = r_i = \text{rendement thermique réel indiqué},$$

on trouve

$$r = \frac{r_e}{r_i}.$$

(61) $$r_e = r_i \times r.$$

Or r diminue avec la puissance à fournir ; donc le rendement r_e *diminue plus rapidement* que le rendement r_i. Si, au point de vue des consommations de gaz combustible nécessaires pour les obtenir, on compare le travail effectif et le travail indiqué, on trouve que *le cheval-heure effectif est obtenu avec une consommation encore plus grande à demi-charge qu'à pleine charge.*

Nous venons de discuter le cas où on règle la vitesse en *appauvrissant le mélange tonnant*. Souvent on fait ce réglage par le procédé désigné dans l'industrie des moteurs à gaz sous le nom de *tout ou rien*. Ce moyen consiste à supprimer les explosions dès la moindre variation de charge; on obtient ce résultat, par exemple, par fermeture de l'admission du gaz ou du mélange. Bien que ce mode de réglage diminue la consommation en gaz combustible dès que le travail utile vient à diminuer, il est cependant très défectueux. Il crée, en effet, dans l'allure de la machine des perturbations bien plus importantes que celles qui peuvent naître d'un travail résistant régulier. Aussi, lorsqu'il s'agit de la commande des dynamos, faut-il, avec ce mode de

réglage, des volants très lourds ; encore dans ce cas, le plus souvent, le véritable régulateur de la machine c'est le mécanicien conducteur, qui étrangle plus ou moins l'arrivée du gaz pour supprimer les cas où il n'y a pas explosion ou, comme on dit, les *passages à vide*. Or ceci revient à adopter le réglage par appauvrissement pur et simple du mélange tonnant.

SECOND CAS. — *La course de compression est plus petite que la course de détente.* — Le réglage de la vitesse peut se faire par l'une des deux méthodes suivantes :

1° *Admission variable d'un mélange tonnant de richesse constante ;*

2° *Admission variable et surcompression d'un mélange tonnant de richesse variable.*

Le premier mode de réglage, qui est analogue à celui des machines à vapeur, a été proposé par M. Witz et réalisé par la maison Ganz. Nous lui donnerons le nom de *système Witz-Ganz* (1). Le second mode de réglage est dû à M. Letombe, constructeur à Lille ; nous lui donnerons le nom de *système Letombe.*

Système Witz-Ganz. — Dans ce mode de régulation on admet une charge tonnante de richesse

---

(1) WITZ, *Traité théorique et pratique des machines à gaz et à pétrole*, t. III, p. 8 et 9 ; 1899.

constante, mais de volume variable sous la dépendance du régulateur suivant les besoins du travail et du réglage.

Prenons l'expression approchée du rendement sous la forme (56)

$$(56) \qquad \rho_2 = 1 - \gamma \frac{T'_0 - T_0}{T_1 - T'} - \frac{T_2 - T'_0}{T_1 - T'}.$$

Le mélange gazeux introduit ayant toujours la même composition, l'élévation de température $T_1 - T'$ garde une valeur constante quand le volume de l'admission $V_0 - V_1$ varie (fig. 2).

Posons

$$T_1 - T' = k,$$

le rendement thermique ρ_2 a pour expression

$$(62) \qquad \rho_2 = 1 - \frac{\gamma (T'_0 - T_0) + (T_2 - T'_0)}{k}.$$

Mais posons

$$\frac{V_2}{V_1} = v \qquad \frac{V_0}{V_1} = v_1 \text{ (fig. 17)}$$

$$v^{\gamma - 1} = \frac{T_1}{T_2} = \frac{T_1 - T' + T'}{T_2} = \frac{k + T'}{T_2} = \frac{k + T_0 r_1^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}}{T_2}$$

$$= \frac{k + T_0 v_1^{\gamma - 1}}{T_2},$$

$$T_2 = \frac{k + T_0 v_1^{\gamma - 1}}{v^{\gamma - 1}} \qquad T'_0 = T_0 \frac{v}{v_1}.$$

On déduit de là

$$\rho_2 = 1 - \frac{1}{k} \left\{ T_0 \frac{v}{v_1} (\gamma - 1) - \gamma T_0 + \frac{k + T_0 v_1^{\gamma - 1}}{v^{\gamma - 1}} \right\}.$$

Comment varie ce rendement ρ_2 avec v_1?

$$\frac{d\rho_2}{dv_1} = \frac{T_0(\gamma - 1)}{kv_1^2 v^{\gamma - 1}} [v^\gamma - v_1^\gamma].$$

Or

$$\gamma > 1, \qquad k > 0, \qquad v > v_1;$$

donc

$$\frac{d\rho_2}{dv_1} > 0.$$

ρ_2 varie dans le même sens que v_1.

Le rendement thermique théorique DIMINUE *donc en même temps que le volume du mélange tonnant de richesse constante admis dans le moteur, c'est-à-dire en même temps que le travail utile produit sur le piston.*

Mais on a (fig. 2)

$$\rho_2 = \frac{\text{aire } C_0 C' C_1 C_2 C'_0 C_0}{E\, Q_{T'}} = \frac{\text{aire } C_0 C' C_1 C_2 C'_0 C_0}{E \times M \times c_v \times k}.$$

En même temps que le volume admis $V_0 - V_1$ diminue, l'aire $C_0C'C_1C_2C'_0C_0$ et la masse M diminuent; mais comme finalement ρ_2 diminue, c'est que la masse M diminue moins vite que l'aire $C_0C'C_1C_2C'_0C_0$, c'est-à-dire que le travail utile produit sur le piston. *La consommation en gaz combustible diminue moins vite que le travail utile; l'unité de travail utile est obtenue avec une consommation d'autant plus grande que le volume admis $V_0 - V_1$ est plus petit.*

D'autre part, en diminuant le volume $V_0 - V_1$,

on diminue la compression primitive, ce qui favorise les ratés qui viennent augmenter la consommation par rapport au travail utile. Donc *le cheval-heure indiqué est encore obtenu avec une consommation plus grande à demi-charge qu'à pleine charge.*

Système Letombe. — Pour obtenir le réglage de la vitesse, M. Letombe *augmente le volume de l'admission lorsque la vitesse diminue, mais en même temps il diminue la proportion de gaz combustible existant dans le mélange, de telle façon que la pression après l'explosion ne soit pas supérieure à la pression* p_1 *pour laquelle la résistance des pièces de la machine a été calculée.*

Supposons que, le volume V_0 (fig. 2) augmentant, le dosage du mélange gazeux introduit varie de telle façon que la pression après l'explosion ait toujours la valeur p_1. Si nous négligeons les variations du rapport γ avec le dosage du mélange, nous pouvons considérer le mode de régulation Letombe comme caractérisé par ce fait que *la courbe de détente des produits de la combustion reste sensiblement confondue avec la courbe* $C_1 C_2$.

Prenons l'expression du rendement sous la forme approchée (56)

$$(56) \qquad \rho_2 = 1 - \gamma \frac{T'_0 - T_0}{T_1 - T'} - \frac{T_2 - T'_0}{T_1 - T'}.$$

Posons

$$p_1 = \text{constante} = m_1.$$

Négligeons la contraction V_1-V'_1 résultant de la combinaison à la température T' sous le volume constant V_1. Nous avons

$$m_1 = p_0 \cdot \frac{T_1}{T'} \eta = p_0 \frac{T_1}{T_0} v_1 \qquad v_1 = \frac{V_0}{V_1}.$$

$$T_1 = \frac{m_1 T_0}{p_0} \cdot \frac{1}{v_1},$$

$$T_2 = \frac{m_1 T_0}{p_0} \cdot \frac{1}{v_1 v^{\gamma-1}} \qquad T'_0 = T_0 \cdot \frac{v}{v_1} \qquad T' = T_0 v_1^{\gamma-1}$$

$$v = \frac{V_2}{V_1}.$$

On déduit de là

(63) $$\rho_2 = 1 - \frac{\gamma(v - v_1) + \frac{1}{v^{\gamma-1}}\left[\frac{m_1}{p_0} - v^\gamma\right]}{\frac{m_1}{p_0} - v_1}.$$

Considérons la fonction

(64) $$f(v_1) = \frac{\gamma(v - v_1) + \frac{1}{v^{\gamma-1}}\left[\frac{m_1}{p_0} - v^\gamma\right]}{\frac{m_1}{p_0} - v_1^\gamma}.$$

Si $p_2 > p_0$, ce qui a lieu dans le cas actuel (on a certainement $m_1 > p_0 v^\gamma$),

$$\frac{m_1}{p_2} < \frac{m_1}{p_0}.$$

Or

$$\frac{m_1}{p_2} = v^\gamma.$$

On a donc

$$v^{\gamma} < \frac{m_1}{p_0}, \qquad \text{et aussi à fortiori } v_1^{\gamma} < \frac{m}{p_0}$$

On voit donc que l'on a

$$f(v_1) > 0.$$

Le logarithme népérien de cette fonction varie donc comme elle.

Soit

$$f_1(v_1) = \text{Log. nép.}\left[\gamma(v - v_1) + \frac{1}{v^{\gamma-1}}\left(\frac{m_1}{p_0} - v^{\gamma}\right)\right]$$
$$- \text{Log. nép.}\left[\frac{m_1}{p_0} - v_1^{\gamma}\right]$$

$$\frac{df_1(v_1)}{dv_1} = \frac{-\gamma\frac{m_1}{p_0} + \gamma v_1^{\gamma} + \gamma_1(v - v_1)v_1^{\gamma-1} + \gamma v_1^{\gamma-1}\left(\frac{m_1}{p_0} - v^{\gamma}\right)\frac{1}{v^{\gamma-1}}}{\left(\frac{m_1}{p_0} - v_1^{\gamma}\right)\left[\gamma(v - v_1) + \frac{1}{v^{\gamma-1}}\left(\frac{m_1}{p_0} - v^{\gamma}\right)\right]}.$$

Le dénominateur est toujours positif; quant au numérateur, il est

$$\text{égal à } 0 \quad \text{pour} \quad v_1 = v,$$
$$\text{égal à } -\gamma\frac{m_1}{p_0} \quad \text{pour} \quad v_1 = 0.$$

Pour savoir si lorsque v_1 varie de 0 à v ce numérateur reste constamment négatif, il faut prendre sa dérivée par rapport à v_1. Cette dérivée a pour expression

$$\frac{\gamma(\gamma - 1)v_1^{\gamma-1}}{v^{\gamma-1}}\left[\gamma v^{\gamma-1}(v - v_1) + \left(\frac{m_1}{p_0} - v^{\gamma}\right)\right].$$

Cette dérivée est positive; le numérateur de $\frac{d f_1(v_1)}{dv_1}$ croît donc toujours de $-\gamma \frac{m_1}{p_0}$ à 0; il est toujours négatif.

La fonction $f_1(v_1)$ est donc *décroissante* quand v_1 croît de 0 à v; il en est de même de $f(v_1)$.

Or

$$\rho_2 = 1 - f(v_1).$$

Le rendement ρ_2 va donc en croissant en même temps que v_1.

Mais quand v_1 augmente, le mélange introduit devient de plus en plus pauvre en gaz combustible et la courbe C_0C' se rapproche de la courbe C_1C_2, le travail utile produit sur le piston *diminue*. On voit donc que, lorsque le travail utile produit sur le piston diminue, le rendement va en croissant; par suite l'unité de travail, le cheval-heure indiqué, par exemple, est obtenue avec une consommation de moins en moins grande à mesure que v_1 augmente. Mais v_1 est plus grand à demi-charge qu'à pleine charge; donc, *dans le système Letombe, le cheval-heure indiqué est obtenu avec une consommation moins grande à demi-charge qu'à pleine charge.*

Ce résultat n'est pas seulement théorique. En effet, *à mesure que le travail utile diminue et que le mélange introduit devient de plus en plus pauvre en gaz combustible, la compression initiale augmente.* Or

l'étude des conditions d'explosion des mélanges gazeux nous montre qu'une augmentation de pression favorise l'explosion. Par conséquent en faisant, comme dit M. Letombe, de la *surcompression*, on évite les ratés qui abaisseraient le rendement; *le rendement thermique réel indiqué doit donc, comme le rendement thermique théorique, croître lorsque le travail utile à produire diminue.*

Il résulte immédiatement de là que *le rendement thermique réel effectif diminue moins rapidement pour ce moteur que pour les autres.*

On a en effet

(65) $$r_e = r_i \times r.$$

Quand la puissance à développer diminue, r diminue comme cela arrive dans tous les moteurs; si r_i augmente en même temps, cette augmentation compense en partie la diminution de r. Le cheval-heure effectif est obtenu avec une consommation de gaz combustible qui augmente moins rapidement que dans les moteurs où le rendement thermique r_i diminue en même temps que le rendement organique [1].

---

[1] La description du dispositif élégant par lequel M. Letombe a pu réaliser ce mode de régulation se trouve dans le tome III, page 256, du *Traité théorique et pratique des moteurs à gaz et à pétrole* de M. A. Witz.

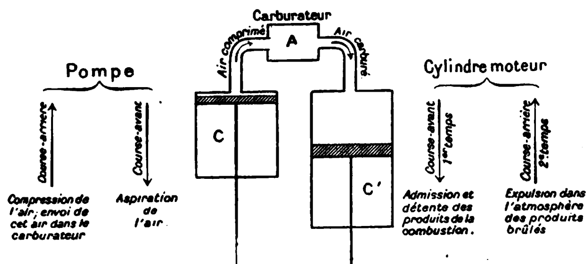
En outre du mode de régulation dont nous venons de montrer les avantages, le moteur de M. Letombe présente un point intéressant et qui mérite une mention : la détente est

CHAPITRE V

DIAGRAMME BRAYTON

Proposons-nous d'étudier le diagramme d'un moteur dans lequel *le mélange gazeux comprimé brûle sous pression constante*. Le premier moteur de ce type est le *Ready-motor Brayton;* de là le nom de *Diagramme Brayton* que nous adoptons.

Fig. 3.



Un tel moteur à combustion se compose essentiellement de deux cylindres parallèles de même

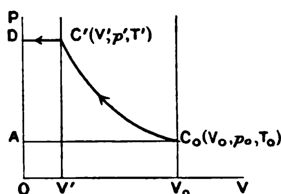
---

assez prolongée pour que les gaz sortent assez froids; c'est ce qui a permis l'emploi du double effet.

[Nous devons cette remarque à M. Hirsch, professeur au Conservatoire des Arts et Métiers.]

diamètre C et C′ que nous avons représentés schématiquement dans la figure 3. De cès deux cylindres, l'un C *comprime de l'air*. Cet air comprimé passe du cylindre C dans un carburateur A, où il se charge de vapeurs de pétrole; il pénètre ensuite dans le cylindre C′ en brûlant au fur et à mesure de son introduction; le cylindre C′ *est le cylindre moteur*. Pendant une course du piston dans le cylindre C′, les produits de la combustion de l'air carburé sont d'abord admis à pleine pression, puis se détendent; les gaz brûlés sont expulsés par la course-arrière du piston, et

Fig. 4.



la même série d'opérations se reproduit. Un tel moteur est dit *moteur à deux temps*. (Voir l'Introduction.)

Nous pouvons dès lors figurer de la manière suivante le fonctionnement du moteur :

1° POMPE. — COURSE AVANT. — Le piston se déplaçant de la position OA à la position V_0C_0 (fig. 4), l'air est aspiré sous une pression peu différente

de celle de l'atmosphère. Le travail utile produit sur le piston est sensiblement nul.

Course arrière. — 1re *partie.* — L'air est comprimé *adiabatiquement* suivant $C_0 C'$; le travail utile produit sur le piston a pour expression

(66) $$- \text{aire } V' C' C_0 V_0 V' + p_0 (V_0 - V').$$

2e *partie.* — L'air est refoulé dans le carburateur sous la pression constante p' suivant C' D.

Le travail utile produit sur le piston a pour expression

(67) $$- \text{aire } O D C' V' O + p' V'.$$

Pendant la manœuvre de la pompe le travail utile produit sur le piston a donc pour expression

(68) $$- \text{aire } A D C' C_0 A.$$

C'est un travail résistant.

2° CYLINDRE MOTEUR. — Course avant. — 1re *partie.* — Le mélange combustible formé dans le carburateur brûle au fur et à mesure qu'il s'introduit dans le cylindre moteur.

Supposons que cette combustion s'effectue sous la pression constante p'. A la fin de cette transformation, les produits de la combustion qui se trouvent dans le cylindre moteur ont une masse M et occupent le volume V_1, sous la pression p' à la tem-

pérature T_1 [point C_1 (V_1, p', T_1) de la fig. 5].

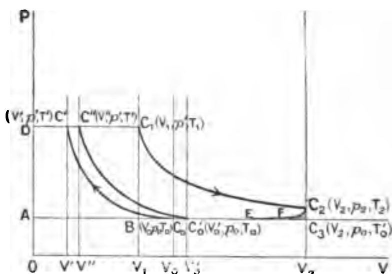
Le travail utile produit sur le piston pendant cette phase du mouvement est égal à

$$(69) \quad (p' - p_0) V_1 = \text{aire } O\,D\,C'C_1\,V_1\,V'O - p_0 V_1.$$

2° *partie*. — Le mélange gazeux dont l'état est figuré par le point C_1 (V_1 p', T_1) se détend dans le cylindre moteur et son volume passe de la valeur V_1 à la valeur V_2.

Supposons que cette détente soit adiabatique. — Désignons par U_1 l'énergie interne du mélange des produits de la combustion dans l'état C_1 et

Fig. 5.



par U_2 l'énergie interne du même mélange dans l'état figuré par le point C_2 (V_2, p_2, T_2). Le principe de l'équivalence appliqué à cette détente adiabatique donne l'équation

$$(70) \qquad - \text{aire } V_1\,C_1\,C_2\,V_2\,V_1 = E\,(U_2 - U_1).$$

Le travail utile produit sur le piston a pour expression

$$(71)\qquad \text{aire } V_1\,C_1\,C_2\,V_2\,V_1 - p_0\,(V_2 - V_1).$$

Les équations de la transformation adiabatique des gaz sont ici de la forme

$$(72)\qquad \frac{p'}{p_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma'} \qquad \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p'}{p_2}\right)^{\frac{\gamma'-1}{\gamma'}} \cdot \cdot$$

$\gamma' = \frac{c'_p}{c'_v} =$ rapport des deux chaleurs spécifiques des produits de la combustion.

COURSE ARRIÈRE. — Dans la course arrière du piston (2[e] temps de la marche), le mélange des produits de la combustion est rejeté dans l'atmosphère.

Le travail utile produit sur le piston est égal à

(73) — aire $E\,F\,C_2\,C_3\,E$ [partie couverte de hachures, fig. 5].

Il faut maintenant connaître la différence $U_2 - U_1$; pour cela, considérons la suite des modifications FICTIVES suivantes :

(a_1) Le mélange des produits de la combustion de masse M provient d'un mélange combustible de même masse; supposons que ce dernier mélange occupe le volume V_2 sous la pression p_0 à la température T'_0. Désignons par U_3 son énergie interne. Produisons la combustion de ce

mélange à la température T'_0 sous le volume constant V_2. Cette réaction absorbe une quantité de chaleur

$$- Q_{T'_0}.$$

Échauffons ensuite les produits de la combustion sous le volume constant V_2 de la température T'_0 à la température T_2. Cette modification absorbe une quantité de chaleur

$$M c'_v (T_2 - T'_0),$$

c'_v désignant la chaleur spécifique sous volume constant des produits de la combustion.

La quantité totale de chaleur absorbée dans cette modification est

$$- Q_{T'_0} + M c'_v (T_2 - T'_0).$$

D'autre part, comme on le voit facilement, l'énergie du système à la fin de la transformation est U_2 ; le principe de l'équivalence donne donc

$$(74) \quad E (U_2 - U_3) = - E Q_{T'_0} + E M c'_v (T_2 - T'_0).$$

Désignons par V'_2 le volume occupé par les produits de la combustion sous la pression p_0 à la température T'_0, la loi de Mariotte conduit à la relation

$$(75) \qquad \frac{p_2}{T_2} = \frac{p_0}{T'_0} \times \frac{V'_2}{V_2}.$$

(a_2) Prenons le mélange combustible de masse

M occupant le volume V_2 sous la pression p_0 et à la température T'_0; abaissons sa température de la valeur T'_0 à la valeur T_0 sous la pression constante p_0; cette modification *absorbe* une quantité de chaleur

$$-Mc_p(T'_0 - T_0),$$

c_p, désignant la chaleur spécifique sous pression constante du mélange combustible.

Soit V'_0 le volume occupé par la masse gazeuse M sous la pression p_0 à la température T_0. Soit U'_0 son énergie interne. Le principe de l'équivalence appliqué à la modification (a_2) donne l'équation

$$(76) \quad -EMc_p(T'_0 - T_0) + p_0(V_2 - V'_0) = E(U'_0 - U_3).$$

La loi de Mariotte fournit d'autre part la relation

$$(77) \quad \frac{V_2}{T'_0} = \frac{V'_0}{T_0}.$$

(a_3) Le mélange combustible étant dans l'état marqué par le point C'_0 (V'_0, p_0, T_0) est comprimé *adiabatiquement* jusqu'à ce que sa pression soit égale à p' et sa température égale à T'; soit V'' le volume qu'il occupe dans ces conditions et U'' son énergie interne dans l'état représenté par le point C'' (V'', p', T'). Le principe de l'équivalence donne

$$(78) \quad + \text{aire } V''C''C'_0V'_0V'' = E(U'' - U'_0).$$

D'un autre côté les équations des gaz parfaits conduisent aux relations suivantes :

$$(79) \qquad \frac{p'}{p_0} = \left(\frac{V'_0}{V_1}\right)^{\gamma} \qquad \frac{T'}{T_0} = \left(\frac{p'}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}},$$

$\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ étant le rapport des chaleurs spécifiques du mélange combustible.

(a_4) Produisons la combustion du mélange combustible sous la pression p' à la température T'; cette réaction absorbe une quantité de chaleur égale à

$$- q_{T'}.$$

Échauffons les produits de la combustion de la température T' à la température T_1 sous la pression constante p'. Cette modification absorbe une quantité de chaleur

$$Mc'_p (T_1 - T'),$$

c'_p désignant la chaleur spécifique sous pression constante du mélange des produits de la combustion.

La quantité totale de chaleur absorbée dans cette modification est donc

$$- q_{T'} + Mc_p' (T_1 - T').$$

La combustion est en général suivie de contraction ; les produits de la combustion occupent un volume $V''' < V''$ sous la pression p' à la tem-

pérature T'; le travail produit par le système pendant cette transformation est égal à

$$-p'(V'' - V''').$$

Pendant l'échauffement des produits de la combustion de la température T' à la température T_1, le travail produit par le système est

$$p'(V_1 - V''') = p'(V_1 - V'') + p'(V'' - V''').$$

Le travail total produit dans la transformation (a_4) est donc

$$p'(V_1 - V'').$$

A la fin de cette transformation, la masse M des produits de la combustion occupe le volume V_1 sous la pression p', à la température T_1; son énergie interne est U_1. On a donc, d'après le principe de l'équivalence,

$$(80)\quad -Eq_{T'} + EMc'_p(T_1 - T') - p'(V_1 - V'') = E(U_1 - U'')$$

Faisons ici l'hypothèse suivante :

La combustion effectuée à la température T' *sous la pression* p' *est adiabatique.*

Cette hypothèse s'exprime par les relations

$$(81)\qquad q_{T'} = Mc'_p(T_1 - T')$$

et

$$(82)\qquad -p'(V_1 - V'') = E(U_1 - U'').$$

La loi de Mariotte fournit en outre les relations

(83) $$\frac{V_1}{T_1} = \frac{V'''}{T'}.$$

(83 *bis*) $$\frac{T_1}{T'} = \frac{V_1}{V''} \times \frac{V''}{V'''}.$$

En combinant les équations (74), (76), (78), (82) on trouve

(84) $$\begin{aligned} E(U_1 - U_2) = {} & E\,Q_{T'_0} - E\,M\,c'_v(T_2 - T'_0) \\ & - E\,M\,c_p(T'_0 - T_0) - \text{aire}\,V''C''C_1V_1V'' \\ & + \text{aire}\,V''C''C'_0V'_0V'' + p_0(V_2 - V'_0). \end{aligned}$$

En ajoutant membre à membre les équations (70) et (84) on a

(85) $$\begin{aligned} & \text{aire}\ C'_0C''C_1C_2C_3C'_0 \\ & = E\,Q_{T'_0} - E\,M\,c'_v(T_2 - T'_0) - E\,M\,c_p(T'_0 - T_0). \end{aligned}$$

Négligeons la contraction de volume produite par la combustion, c'est-à-dire posons $V'' = V'''$ et $V'_2 = V_2$; nous avons dès lors, en désignant par $q_{T'_0}$ la quantité de chaleur dégagée dans la combustion sous pression constante du mélange actuel,

(86) $$Q_{T'_0} = q_{T'_0}\ [1].$$

---

[1] Soit M la masse du mélange combustible occupant le volume V_2 sous la pression p_0 à la température T'_0; le mélange de masse M des produits de la combustion occupe le volume V'_2 dans les mêmes conditions de température et de pression.

Première modification. — Effectuons la combustion du

De plus, entre les quantités $q_{T'}$ et $q_{T'_0}$ existe la relation

(87) $$q_{T'} - q_{T'_0} = M\,(c'_p - c'_p)(T' - T'_0)\ [1].$$

L'équation (85) devient alors, en vertu de l'équation (81),

(88) $$\begin{aligned} &\text{aire } C'_0\, C''\, C_1\, C_2\, C_3\, C'_0 \\ &= E\,M\,c'_p\,(T_1 - T'_0) - E\,M\,c'_p\,(T' - T_0) \\ &\quad - E\,M\,c'_v\,(T_2 - T'_0). \end{aligned}$$

Le travail utile produit se compose du travail utile produit sur le piston de la pompe augmenté du travail utile produit sur le piston du

mélange primitif à la température T'_0 sous la pression constante p_0; le principe de l'équivalence donne

$$- E\,q_{T'} - p_0\,(V'_2 - V_2) = E\,(U'_3 - U_3),$$

en désignant par U_3 l'énergie interne de la masse M du mélange combustible occupant le volume V_2 sous la pression p_0 à la température T'_0; par U'_3, l'énergie interne de la même masse de produits de la combustion dans les mêmes conditions de température et de pression.

Seconde modification. — Effectuons la combustion du mélange primitif à la température T'_0 sous le volume constant V_2; le principe de l'équivalence donne

$$- E\,Q_{T'_0} = E\,(U'_3 - U_3).$$

On déduit de là

$$E\,Q_{T'_0} - E\,q_{T'_0} = p_0\,(V'_2 - V_2),$$

et si $V'_2 - V_2 = 0$

$$Q_{T'_0} = q_{T'_0}$$

[1] Cette formule se démontre de la même manière que la formule (29).

cylindre moteur. Le premier travail est résistant et égal à

$$— \text{aire } A\,D\,C'\,C_0\,A \text{ (fig. 4)}.$$

Traçons sur la figure 5 la ligne $C'\,C_0$ du diagramme de la figure 4, nous reproduisons ce dernier diagramme dans la partie gauche de la figure. En effet V'_0 représente le volume d'une masse M du mélange combustible sous la pression p_0 à la température T_0 et V_0 représente le volume d'une masse d'air inférieure à M dans les mêmes conditions de température et de pression. Comme la densité du mélange combustible par rapport à l'air est en outre inférieure à l'unité, le volume V'_0 est plus grand que V_0; de même V'' est plus grand que V' et la figure a la disposition que nous avons indiquée.

D'un autre côté, en tenant compte des expressions (69), (71), (73), le travail utile produit sur le piston a pour expression

$$\text{aire } A\,D\,C'\,C_1\,C_2\,C_3\,C_0\,B\,A — \text{aire } E\,F\,C_2\,C_3\,E.$$

Le travail utile total est donc égal à

$$\text{aire } C_0\,C'\,C_1\,C_2\,C_3\,C_0 — \text{aire } E\,F\,C_2\,C_3\,E.$$

Cette expression peut s'écrire

$$(89) \quad \text{aire } C'_0\,C''\,C_1\,C_2\,C_3\,C'_0 + \text{aire } C_0\,C'\,C''\,C'_0\,C_0 \\ — \text{aire } E\,F\,C_2\,C_3\,E.$$

Or l'aire $C_0\,C'\,C''\,C'_0\,C_0$ est pratiquement très

petite. Pour le montrer, supposons que le mélange combustible soit formé de 1 volume d'un gaz [1] d'éclairage d'une certaine composition et de 5,6 vol. d'air (quantité nécessaire et suffisante pour la combustion complète); admettons d'autre part que la pompe fournisse à chaque cylindrée 1 kilogramme d'air. Le mélange combustible est alors formé de 1 kilogramme d'air et de $\frac{1}{14}$ = $0^{kgr},071$ de gaz; sa masse est donc 1,071; d'après la composition du gaz combustible employé, sa densité par rapport à l'air est 0,93. Si donc on désigne par V'_0 le volume occupé par $1^{kgr},071$ de gaz combustible sous la pression atmosphérique p_0 à la température T_0, et par V_0 le volume occupé dans les mêmes conditions par 1 kilogramme d'air, on trouve

$$\frac{V'_0}{V_0} = \frac{1,071}{1} \times \frac{1}{0,93} = 1,16.$$

On voit donc que, même quand il n'y a pas excès d'air dans le gaz combustible (c'est-à-dire dans les conditions les plus défavorables), le volume V'_0 est très peu différent de V_0. Il en est de même du volume V'' par rapport au volume V'.

---

[1] La composition de ce gaz a été donnée dans l'étude du diagramme Beau de Rochas-Otto (application numérique), chap. II, p. 34.

Enfin le rapport des deux chaleurs spécifiques des gaz est sensiblement le même pour le mélange combustible et pour l'air.

On peut donc faire l'hypothèse suivante :

Les courbes $C'_0\, C''$ *et* $C_0\, C'$ *sont confondues.* — L'expression (89) du travail utile devient alors la suivante :

$$\text{(90)} \qquad \text{Travail utile} = \text{aire } C_0\, C'\, C_1\, C_2\, C_3\, C_0 - \text{aire } E\, F\, C_2\, C_3\, E.$$

Les formules (77), (79), (83 *bis*) se transforment dans les suivantes :

$$\text{(91)} \qquad \left\{ \begin{array}{c} \dfrac{V_2}{T'_0} = \dfrac{V_0}{T_0} \\ \dfrac{p'}{p_0} = \left(\dfrac{V_0}{V'}\right)^{\gamma} \qquad \dfrac{T'}{T_0} = \left(\dfrac{p'}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \\ \dfrac{T_1}{T'} = \dfrac{V_1}{V'}. \end{array} \right.$$

Rendement thermique. — Le rendement thermique ρ a pour expression

$$\rho = \frac{\text{aire } C_0\, C'\, C_1\, C_2\, C_3\, C_0}{E\, q_{T'}} - \frac{\text{aire } E\, F\, C_2\, C_3\, E}{E\, q_{T'}},$$

ou en négligeant l'aire très petite $E F C_2 C_3 E$,

$$\rho_1 = \frac{\text{aire } C_0\, C'\, C_1\, C_2\, C_3\, C_0}{E\, q_{T'}}.$$

En tenant compte de la relation (88) cette expression devient

$$\text{(92)} \qquad \rho_1 = \frac{c'_p(T_1 - T'_0) - c_p(T' - T_0) - c'_v(T_2 - T'_0)}{c'_p\,(T_1 - T')}.$$

Dans le cas particulier où l'on néglige les différences $c'_p - c_p$, $c_v - c'_v$ et où l'on pose $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$, la formule précédente devient

(93) $$\rho_2 = 1 - \frac{T'_0 - T_0}{T_1 - T'} - \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{T_2 - T'_0}{T_1 - T'}.$$

Les diverses formules qui précèdent permettent de calculer ces rendements en fonction *de la compression initiale* $\eta = \frac{p'}{p_0}$ *et du rapport* $v = \frac{V_0}{V_2}$ *du volume de la pompe au volume du cylindre moteur.*

Cas où $p_0 = p_2$. — Détente complète. — La détente peut-elle être complète, c'est-à-dire peut-on avoir $p_0 = p_2$? Quelles sont les conséquences auxquelles conduit cette hypothèse?

Pour le voir, supposons que les chaleurs spécifiques soient indépendantes de la température, et que de plus les chaleurs spécifiques du mélange combustible soient respectivement égales aux chaleurs spécifiques du mélange des produits de la combustion.

La condition $p_0 = p_2$ conduit aux conséquences suivantes :

$$\eta = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^\gamma \qquad \frac{V_1}{V_2} = v \frac{T_1}{T_0} \eta^{-1}.$$

Mais pour un certain mélange combustible in-

troduit dans le moteur, la différence $T_1 - T'$ est déterminée. Posons

$$T_1 - T' = \delta.$$

$$\frac{V_1}{V_2} = v \frac{\delta + T'}{T_0} \cdot \frac{1}{\eta} = v \frac{\delta + T_0 \eta^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}}{T_0} \cdot \frac{1}{\eta} = \eta^{-\frac{1}{\gamma}},$$

(94) $$\eta = \left[\frac{\delta}{T_0} \cdot \frac{v}{1 - v}\right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}.$$

Si le rapport $\frac{v}{1 - v}$ est suffisamment petit, c'est-à-dire si le volume du corps de pompe n'est qu'une petite fraction du volume du cylindre moteur, la détente peut être complète, la compression initiale η ayant alors des valeurs admissibles, c'est-à-dire inférieures à la plus grande compression qui a pu être produite dans un appareil industriel.

Supposons qu'il en soit ainsi. On a dès lors les formules suivantes :

$$\eta = \left(\frac{V_0}{V'}\right)^{\gamma} \qquad T' = T_0 \eta^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \qquad T_1 = T' + \frac{q_{T'}}{M c'_p}.$$

$$T_2 = T'_0 = T_0 \times \frac{1}{v} = T_1 \eta^{-\frac{\gamma - 1}{\gamma}},$$

$$\rho'_2 = 1 - \frac{T'_0 - T_0}{T_1 - T'} = 1 - \frac{T'_0 - T_0}{(T'_0 - T_0)\eta^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}} = 1 - \frac{1}{\eta^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}},$$

(95) $$\rho'_2 = 1 - \frac{T_0}{T'}.$$

On peut régler la marche du moteur en appauvrissant le mélange combustible, c'est-à-

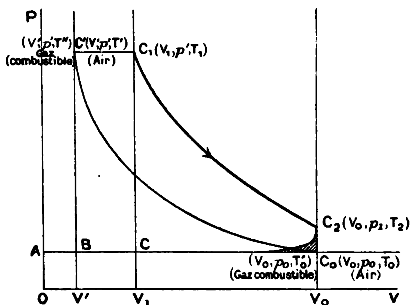
dire en diminuant la valeur de T_1. Or dans le cas particulier actuel le rendement est indépendant de T_1. Le rendement thermique théorique est donc le même à pleine charge et à demi-charge. Mais cette proposition n'est vraie que si la détente est complète.

Cas d'un moteur à quatre temps. — Dans son excellent ouvrage sur la *Machine à gaz*, M. R. Schöttler (1) s'est posé le problème suivant :

Supposons qu'une machine fonctionne comme nous allons le définir.

Premier temps. — Le moteur n'aspire que de

Fig. 6.



l'*air* pendant toute la course du piston de V'B en V_0C_0 (fig. 6).

(1) Schöttler, *Die Gasmachine*, Benno-Gœritz, Braunschweig 1899.

DEUXIÈME TEMPS. — Le piston revenant de V_0C_0 en $V'B$ comprime l'air aspiré. Supposons que cette compression soit *adiabatique*.

TROISIÈME TEMPS. — Il se divise en deux parties :

Première partie. — Le gaz combustible est introduit dans le moteur et enflammé au fur et à mesure de son entrée, de telle sorte que, pendant le mouvement du piston de $V'B$ en V_1B_1, la combustion se fasse sous la pression constante p' de l'air à la fin de la compression initiale.

Seconde partie. — Les produits de la combustion se détendent du volume V_1 au volume V_0.

QUATRIÈME TEMPS. — Les produits de la combustion sont rejetés dans l'atmosphère.

Le méthode précédente permet de résoudre complètement le problème.

Considérons la masse M des produits de la combustion dans l'état figuré par le point $C_1(V_1, p', T_1)$ (fig. 6). Par la détente adiabatique, ils sont amenés dans l'état figuré par le point $C_2(V_0, p_1, T_2)$. Le principe de l'équivalence appliqué à cette transformation donne

$$(96) \qquad -\text{ aire } V_1C_1C_2V_0V_1 = E(U_2 - U_1).$$

Pour calculer la variation d'énergie interne $(U_2 - U_1)$ considérons les modifications FICTIVES suivantes :

(b_1) La masse M des produits de la combustion a été fournie par une masse M d'un certain mélange combustible. Prenons ce dernier mélange dans un état tel qu'il occupe le volume V_0 sous la pression p_0 à une température T'_0 nécessairement moindre que la température T_0 de l'air au début de la compression, puisque la masse M est supérieure à la masse de l'air [1].

Produisons la combustion du mélange sous le volume constant V_0 à la température T'_0, puis échauffons le mélange des produits de la combustion sous le volume constant V_0 de la température T'_0 à la température T_2. Le principe de l'équivalence appliqué à cette modification donne

$$(97) \qquad -E\,Q_{T'_0} - E\,M\,c_v\,(T_2 - T'_0) = E\,(U_2 - U_0),$$

c_v' désignant la chaleur spécifique sous volume constant des produits de la combustion.

(b_2) Reprenons la masse M du mélange combustible sous le volume V_0 à la pression p_0 et à la température T'_0. Comprimons *adiabatiquement* ce mélange du volume V_0 au volume V' et sup-

---

[1] En effet, en désignant par M_0 la masse de l'air introduit par la première course, et par d la densité par rapport à l'air du mélange combustible (densité voisine de l'unité,

$$\frac{M}{M_0} = d \cdot \frac{T_0}{T'_0}.$$

posons que le rapport des chaleurs spécifiques du mélange combustible soit égal à celui de l'air. A la fin de cette compression le mélange combustible occupe le volume V' sous la pression p' à la température T''.

Le principe de l'équivalence donne

$$(98) \qquad + \text{ aire } V' C' C_0 V_0 V' = E(U' - U_0).$$

(b_3) Le mélange combustible étant pris sous le volume V', à la pression p' et à la température T'', produisons la combustion à cette température T'' sous la pression constante p'; cette réaction absorbe une quantité de chaleur égale à

$$- q_{T''}.$$

Échauffons les produits de la combustion sous la pression constante p' de la température T'' à la température T_1; cette modification absorbe une quantité de chaleur

$$M c'_p (T_1 - T'').$$

Le principe de l'équivalence appliqué à l'ensemble de ces deux modifications donne l'équation

$$(99) \quad - q_{T''} + M c'_p (T_1 - T'') - p'(V_1 - V') = E(U_1 - U').$$

Supposons que cette transformation soit *adiabatique*, c'est-à-dire que nous ayons

$$(100) \qquad q_{T''} = M c'_p (T_1 - T'').$$

La formule précédente devient

(101) $$-p'(V_1 - V') = E(U_1 - U').$$

Les équations (97), (98), (101) conduisent à la relation suivante :

$$E(U_1 - U_2) = E\,Q_{T'_0} - E\,M\,c_v(T_2 - T'_0) + \text{aire } V'C'C_0V_0V' - p'(V_1 - V'),$$

ou, en tenant compte de la relation (96),

(102) $$E\,Q_{T'_0} - EMc_v(T_2 - T'_0) = \text{aire } C_0C'C_1C_2C_0.$$

On a, d'autre part, en désignant par $q_{T'_0}$ la quantité de chaleur dégagée par la réaction effectuée à la température T'_0 sous la pression constante p_0

$$Q_{T'_0} = q_{T'_0} = q_{T''} - M(c_p - c'_p)(T'' - T'_0),$$

ou d'après (100),

$$Q_{T'_0} = M[c'_p(T_1 - T'_0) - c_p(T'' - T'_0)],$$

et par suite

(103) $$\text{aire } C_0C'C_1C_2C_0 = EM[c'_p(T_1 - T'_0) - c_p(T'' - T'_0) - c_v(T_2 - T'_0)],$$

Mais on peut faire ici une approximation ; par un raisonnement analogue à celui que nous avons fait plus haut on voit que les températures T_0 et T'_0, T' et T'' sont très peu différentes. On peut donc écrire, avec une approximation suffisante pour la pratique,

$$T_0 = T'_0 \qquad T'' = T',$$

et la formule (103) devient

$$(104)\qquad \text{aire } C_0C'C_1C_2C_0 = EM\left[c'_p(T_1 - T_0) - c_p(T' - T_0) - c_v(T_2 - T_0)\right].$$

Le rendement thermique a dès lors l'expression

$$(105)\quad \rho_1 = \frac{c'_p(T_1 - T_0) - c_p(T' - T_0) - c_v(T_2 - T_0)}{c'_p(T_1 - T')}.$$

Si, de plus, on néglige la différence $c_p - c'_p$, on trouve

$$(106)\qquad \rho_2 = 1 - \frac{c_v}{c_p}\cdot\frac{T_2 - T_0}{T_1 - T'} = 1 - \frac{1}{\gamma}\cdot\frac{T_2 - T_0}{T_1 - T'}.$$

Cette dernière formule est celle à laquelle est parvenu M. Schöttler [1] par un raisonnement qui est fautif. M. Schöttler considère la courbe fermée $C_0C'C_1C_2C_0$ comme un cycle fermé parcouru par un système qui *absorbe* pendant la transformation $C'C_1$ une quantité de chaleur égale à $Mc_p(T_1 - T')$ et qui *dégage* pendant la transformation C_2C_0 une quantité de chaleur $Mc_v(T_2 - T_0)$.

J'ai déjà montré plus haut en quoi ce mode de raisonnement est inexact. Mais aux critiques que j'ai formulées j'en ajoute une autre : pendant la transformation C_0C' le système n'a pas la même masse que pendant les autres modifi-

---

[1] R. Schöttler, *loc. cit.*, p. 218.

cations. M. Schöttler applique donc à une transformation non fermée parcourue par un système dont la masse n'est pas toujours la même et qui, par suite, n'est pas toujours le même, une proposition qui n'est vraie que pour un système de masse invariable parcourant un cycle fermé. Il est vrai qu'il obtient la formule (106), mais jamais son raisonnement ne lui permettrait de retrouver la formule générale (105).

CHAPITRE VI

DIAGRAMME DIESEL

Parmi les moteurs à combustion, le moteur Diesel [1] est celui qui est actuellement le plus employé.

Voici comment se caractérisent les quatre temps du fonctionnement de ce moteur :

PREMIER TEMPS. — Le piston se déplaçant de la position V'B à la position V_0C_0 (à fond de course), la machine aspire uniquement de l'air pur (fig. 7).

DEUXIÈME TEMPS. — Cet air est comprimé dans le cylindre même de la machine par le piston qui se déplace de V_0C_0 en V'B.

TROISIÈME TEMPS. — Il se compose de deux parties :

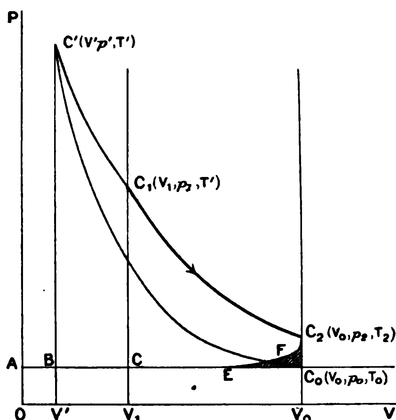
Première partie. — Le piston étant à fond de

(1) Pour la description du moteur, voir la communication faite en 1897 par M. Diesel, *Revue de Mécanique*, novembre 1897, p. 1079.

course en V'B, on injecte du pétrole dans la machine; ce pétrole s'enflamme en arrivant dans l'air comprimé chaud; la combustion dure pendant le temps que le piston met à aller de la position V'B à la position V_1C.

Seconde partie. — L'arrivée du pétrole étant

Fig. 7.



supprimée, les produits de la combustion se détendent pendant le reste de la course.

Quatrième temps. — Les produits de la combustion sont expulsés dans l'atmosphère.

Étudions maintenant ces différentes phases du mouvement :

Premier temps. — *Aspiration d'air.* — Le tra-

vail utile produit sur le piston est sensiblement nul.

Deuxième temps. — *Compression de l'air.* — Supposons cette compression *adiabatique*.

Le travail utile produit sur le piston a pour expression

$$(107) \qquad -\text{aire } V'C'C_0V_0V' + p_0(V_0 - V').$$

Troisième temps. — *Première partie.* — *Injection du pétrole.* — M. Diesel admet que l'injection peut être réglée de telle façon que la température de la masse gazeuse contenue dans le cylindre conserve la température T' de la masse d'air à la fin de la compression initiale.

Soit $C'C_1$ la courbe qui représente les pressions en fonction des divers volumes de la masse gazeuse pendant sa combustion.

Le travail utile produit sur le piston a pour expression

$$(108) \qquad \text{aire } V'C'C_1V_1V' - p_0(V_1 - V').$$

Seconde partie. — Les produits de la combustion se détendent du volume V_1 au volume V_0. *Supposons que cette détente soit adiabatique.*

A la fin de cette détente les produits de la combustion occupent le volume V_0 sous la pression p_2 à la température T_2; leur énergie interne a la valeur U_1 au début de la modification et la valeur U_2 à la fin.

Le principe de l'équivalence appliqué à cette transformation fournit l'équation

(109) $\quad - \text{aire } V_1 C_1 C_2 V_0 V_1 = E (U_2 - U_1)$.

Le travail utile produit sur le piston a pour expression

(110) $\quad \text{aire } V_1 C_1 C_2 V_0 V_1 - p_0 (V_0 - V_1)$.

Les équations de la transformation adiabatique des gaz conduisent aux relations suivantes :

(111) $$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{V_0}{V_1}\right)^{\gamma'} \qquad \frac{T'}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{\gamma'-1}{\gamma'}},$$

$\gamma' = \frac{c'_p}{c'_v} =$ rapport des chaleurs spécifiques du mélange des produits de la combustion.

Quatrième temps. — *Expulsion des gaz brûlés.* — Le travail utile produit sur le piston est égal à

(112) — aire $E F C_2 C_0 E$ (partie couverte de hachures).

Pour calculer la variation d'énergie interne $(U_2 — U_1)$ nous allons considérer la suite des transformations fictives suivantes :

(a_1) Soit M la masse du mélange combustible qui donne naissance à la masse M des produits de la combustion dont nous venons d'étudier la transformation (2e partie du 3e temps). Cette masse du mélange combustible occupe le volume V_0 sous la pression p_0 à la température T_0; soit U_0 son énergie interne.

Produisons la combustion du mélange sous le volume constant V_0 à la température T_0; cette réaction absorbe une quantité de chaleur

$$-Q_{T_0}.$$

Échauffons ensuite les produits de la combustion sous le volume constant V_0 de la température T_0 à la température T_2; cette modification absorbe une quantité de chaleur

$$M c'_v (T_2 - T_0).$$

A la fin de cette transformation le système a, comme on peut facilement le voir, une énergie interne égale à U_2. Le principe de l'équivalence donne donc

$$(113) \quad -E Q_{T_0} + E M c'_v (T_2 - T_0) = E (U_2 - U_0).$$

Enfin, si on néglige la contraction produite par la combustion, on a, en vertu de la loi de Mariotte,

$$(114) \qquad \frac{p_0}{T_0} = \frac{p_2}{T_2}.$$

(a_2) Prenons la masse M de mélange combustible dans l'état figuré par le point $C_0 (V_0, p_0, T_0)$ où elle a l'énergie interne U_0.

Comprimons *adiabatiquement* ce mélange du volume V_0 au volume V'; admettons que le rapport des chaleurs spécifiques du mélange soit égal au rapport des chaleurs spécifiques de l'air.

Le principe de l'équivalence donne, en désignant par U' l'énergie interne du système dans l'état figuré par le point C'(V', p', T'),

$$(115) \qquad + \text{aire } V' C' C_0 V_0 V' = E(U' - U_0).$$

Les lois des gaz parfaits conduisent aux équations

$$(116) \qquad \frac{p'}{p_0} = \left(\frac{V_0}{V'}\right)^{\gamma} \qquad \frac{T'}{T_0} = \left(\frac{p'}{p_0}\right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}.$$

(a_3) Produisons la combustion du mélange combustible sous le volume constant V' à la température T'; cette réaction *absorbe* une quantité de chaleur

$$- Q_{T'}.$$

Détendons ensuite les produits de la combustion *à la température constante* T' de manière à faire passer leur volume de la valeur V' à la valeur V_1. Cette modification absorbe une quantité de chaleur égale à

$$M \int_{V'}^{V_1} \lambda \, dv,$$

λ désignant la *chaleur de dilatation* du mélange des produits de la combustion. (λdv est la quantité de chaleur absorbée par l'unité de masse d'un corps dont le volume augmente de dv à température constante.)

La quantité totale de chaleur absorbée est donc

$$-Q_{T'} + M\int_{V'}^{V_1} \lambda\, d\, v.$$

Faisons, avec M. Diesel, l'hypothèse suivante :

Hypothèse de M. Diesel. — *L'isotherme relative à la température* T' *du mélange des produits de la combustion coïncide avec la courbe* $C'\,C_1$ *qui donne les valeurs des pressions dans le cylindre de la machine à chaque instant de la transformation réelle.*

Le travail produit pendant cette modification (a_3) est donc égal à

$$+ \text{aire } V'\,C'\,C_1\,V_1\,V'.$$

Le principe de l'équivalence appliqué à cette transformation donne l'équation

$$(117) \quad -E\,Q_{T'} + E\,M\int_{V'}^{V_1} \lambda d v - \text{aire } V'C'C_1V_1V' = E\,(U_1 - U').$$

La loi de Mariotte donne enfin

$$(118) \qquad p'\,V' = p_1\,V_1.$$

Les équations (113), (115), (117) donnent l'équation suivante :

$$E\,(U_1 - U_2) = E\,Q_{T_0} - E\,Q_{T'} - E\,M\,c'_v\,(T_2 - T_0) + E\,M\int_{V'}^{V_1} \lambda d v + \text{aire } V'C'C_0V_0V' - \text{aire } V'\,C'\,C_1\,V_1\,V'.$$

L'équation (109), comparée à la précédente, conduit à l'équation suivante :

$$(119)\ \text{aire}\ C_0C'C_1C_2C_0 = E\,Q_{T_0} - E\,Q_{T'} - E\,M\,c'_v\,(T_2 - T_0) + E\,M\int_{V'}^{V_1}\lambda\,d\,v.$$

Mais on a

$$Q_{T_0} - Q_{T'} = M\,(c_v - c'_v)\,(T_0 - T').$$

D'un autre côté, pour un gaz parfait,

$$\lambda = \frac{p}{E},$$

et par suite

$$\int_{V'}^{V_1}\lambda\,d\,v = \frac{1}{E}\int_{V'}^{V_1}p\,d\,v = \frac{R\,T}{E}\int_{V'}^{V_1}\frac{d\,v}{v} = \frac{R\,T'}{E}\ \text{log. nép.}\ \frac{V_1}{V'}.$$

On trouve donc

$$\text{aire}\ C_0\,C'\,C_1\,C_2\,C_0 = E\,M\,c_v\,(T_0 - T') + E\,M\,c'_v\,(T' - T_2) + E\,M\frac{R\,T'}{E}\ \text{log. nép.}\ \frac{V_1}{V'}.$$

Rendement thermique (hypothèse de M. Diesel).— En négligeant l'aire couverte de hachures, le rendement thermique a pour expression

$$\rho_1 = \frac{\text{aire}\ C_0\,C'\,C_1\,C_2\,C_0}{E\,Q_{T'}},$$

ou

$$(120)\quad \rho_1 = \frac{M\left[2{,}302.585\,\frac{R\,T'}{E}\ \text{log. vulg.}\ \frac{V_1}{V'} + c'_v\,(T' - T_2) - c_v\,(T' - T_0)\right]}{Q_{T'}}$$

Si on suppose que l'on a $c_v = c'_v$ cette expression du rendement devient

$$(121) \qquad \rho_2 = \frac{M\left[2{,}302.585\,\frac{R\,T'}{E}\,\text{log. vulg.}\,\frac{V_1}{V'} - c_v\,(T_2 - T_0)\right]}{Q_{T'}}$$

Remarque. — M. Schöttler [1] écrit pour le rendement thermique la formule suivante :

$$\rho'_2 = 1 - \frac{c_v\,(T_2 - T_0)}{2{,}302.585\,\frac{R\,T'}{E}\,\text{log. vulg.}\,\frac{V_1}{V'}}.$$

Il arrive à ce résultat en considérant la courbe fermée $C_0 C' C_1 C_2 C_0$ comme un cycle fermé parcouru par un système qui, pendant la modification isothermique $C' C_1$, *absorbe* une quantité de chaleur égale à

$$Q_1 = 2{,}302585\ M\ \frac{R\,T'}{E}\,\text{log. vulg.}\,\frac{V_1}{V'}$$

et qui *dégage* pendant la modification $C_2 C_0$ une quantité de chaleur

$$Q_2 = M\,c_v\,(T_2 - T_0).$$

Le rendement ρ'_2 est alors selon le savant ingénieur allemand

$$\rho'_2 = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}.$$

Ce mode de raisonnement est inexact pour les

---

[1] R. Schöttler, *loc. cit.*, p. 226.

raisons que nous avons données à la fin du chapitre précédent.

Il conduit de plus à une formule qui n'est pas identique à la formule (121). Or cette dernière formule résulte, comme nous l'avons montré, d'une application rigoureuse des principes de la Thermodynamique. Pour passer de la formule (121) à la formule de M. Schöttler, il faudrait faire l'hypothèse impossible

$$Q_{T'} = M \int_{V'}^{1} \lambda \, dv,$$

c'est-à-dire qu'il faudrait supposer qu'une réaction peut être à la fois isothermique et adiabatique.

La formule de M. Schöttler est donc inexacte.

Application numérique. — Nous allons appliquer la formule (121) au calcul du rendement d'un moteur Diesel étudié très soigneusement par M. Schröter [1].

DONNÉES DU CALCUL. — *Première donnée.*

$V_0 - V' = 0^{m^3},01962$	Diamètre du piston..	$0^{m},25035$
	Course............	$0^{m},3985$
	Volume de la cylindrée............	$0^{m^3},01962$

(1) SCHRÖTER, *Revue de Mécanique*, novembre 1897.

Deuxième donnée (mesurée sur un diagramme).

$$\frac{V_1 - V'}{V_0 - V'} = 0,15.$$

Considérons l'essai I de M. Schröter, essai fait à pleine charge. La machine faisant 171,8 tours par minute et marchant à pleine charge dépense dans ces conditions 4,92 kgr de pétrole par heure. Or 171,8 tours par minute correspondent à 85,9 introductions de pétrole pendant le même temps; donc le pétrole dépensé par introduction a une masse égale à

$$\frac{4,92}{60 \times 85,9} = 0^{kgr},00095.$$

L'analyse des gaz à la sortie du moteur a montré qu'à pleine charge le mélange des produits de la combustion contient un excès d'air qui est égal à 1,26 fois la quantité théorique nécessaire pour brûler complètement le pétrole. Or, d'après la composition du pétrole employé par M. Schröter, il faut pour le brûler complètement 14,784 kgr. d'air par kilogramme de pétrole; l'air introduit a donc une masse de 18,63 kgr. par kilogramme de pétrole.

Dans le cas actuel, la masse d'air est, dans chaque introduction, de

$$0^{kgr},0177.$$

La masse M du mélange combustible est donc,

Troisième donnée,

$$M = 0{,}0177 + 0{,}00095 = 0^{kgr}{,}01865.$$

La combustion complète du pétrole employé par M. Schröter a dégagé 10.206 calories (vapeur d'eau non condensée).

Dans le cas actuel,

Quatrième donnée,

$$Q_{T'} = 9^{cal}{,}7.$$

Cinquième donnée. — La compression initiale était de 35 kilogrammes par centimètre carré.

$$\frac{p'}{p_0} = 35.$$

Si nous prenons pour rapport des deux chaleurs spécifiques le nombre 1,30, la première des équations (116) donne

$$\frac{V_0}{V'} = (35)^{\frac{1}{1{,}30}} = 14{,}9.$$

La première et la deuxième donnée fournissent alors les valeurs suivantes :

$$V_0 = 0^{m^3}{,}021.$$
$$V_1 = 0^{m^3}{,}00434.$$
$$V' = 0^{m^3}{,}0014.$$

De l'équation (118) on déduit

$$35 \times \frac{0{,}00140}{0{,}00434} = \frac{p_1}{p_0},$$
$$p_1 = 11^{atm}{,}2.$$

Les équations (111) donnent, en y faisant $\gamma' = \gamma = 1,30$,

$$\frac{11,2}{p_2} = (4,8)^{1,30} = 7,70 \qquad \frac{T'}{T_2} = (7,70)^{0,23} = 1,6,$$

$$p_2 = 1^{\text{atm}},46.$$

La seconde des équations (116) conduit à

$$T' = 652^{\circ},4 \text{ abs.} \qquad c_v = 0,26.$$
$$T_2 = 407^{\circ},7 \text{ abs.} \qquad c_p = 0,34.$$
$$T_0 = 288^{\circ} \text{ abs.} \qquad \frac{R}{E} = c_p - c_v = 0,08.$$

$$\rho_2 = \frac{0,01865\,[2,302585 \times 0,08 \times 652,4 \times 0,4914 - 0,26 \times 119.7]}{9,7}.$$

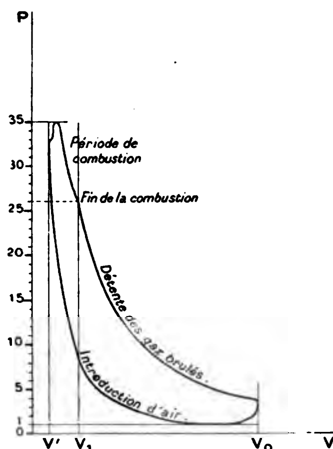
$$\rho_2 = 0,053\ (^1).$$

Ce résultat montre évidemment que nous avons fait une hypothèse inexacte en identifiant la courbe $C' C_1$ avec l'isotherme des produits de la combustion relative à la température T' de la masse d'air à la fin de la compression initiale. Une autre remarque montre l'inexactitude de l'hypothèse de l'isothermie telle que nous l'avons énoncée. D'après le calcul précédent fait dans l'hypothèse de M. Diesel, la pression dans le cylindre au début de la détente serait de $11^{\text{atm}},2$;

(1) La formule de M. Schöttler donne 0,47 pour le rendement; c'est ce nombre qui est adopté par tous les auteurs; on voit que l'hypothèse de l'isothermie faite par M. Diesel ne conduit à cette valeur du rendement que moyennant une application inexacte des principes de la Thermodynamique.

or si nous faisons des mesures sur un des diagrammes pris à pleine charge par M. Schröter et que nous reproduisons ici dans la fig. 8, d'après la *Revue de Mécanique*, nous trouvons que la pression précédente est de 26 atmosphères. Cette différence de 14^{atm},8 entre les résultats du calcul et ceux de l'expérience montre encore une fois

Fig. 8.



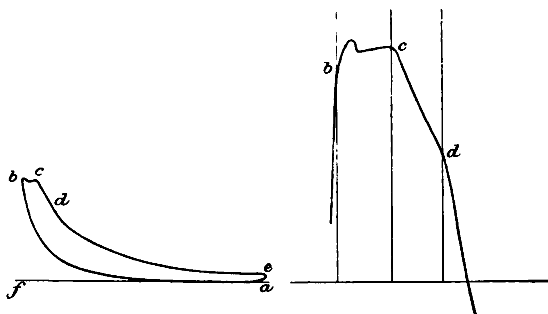
que l'hypothèse de l'isothermie est loin d'être exacte. Il convient d'ailleurs de remarquer que l'état actuel de nos connaissances ne nous permet d'avoir aucun renseignement expérimental sérieux sur la forme véritable de la courbe $C'C_1$.

Hypothèse de M. Lamotte. — Aussi diverses hypothèses ont-elles été faites. M. Lamotte ([1]) divise la première partie du troisième temps (injection et combustion du pétrole) en deux phases :

Première phase. — Le pétrole injecté se mélange à l'air du cylindre sans brûler, de telle façon que la pression reste constamment égale à la pression de l'air à la fin de la compression initiale.

Deuxième phase. — Le mélange combustible

Fig. 9.



brûle et sa température reste égale à la température de la masse gazeuse à la fin de la première phase.

La figure 9 reproduit ces deux phases d'après

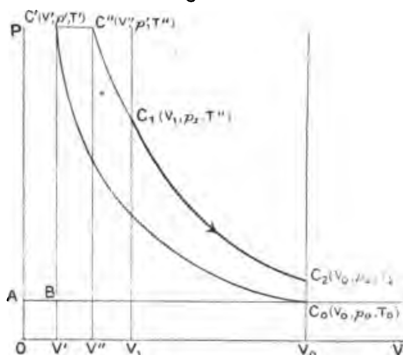
([1]) Lamotte, *Revue universelle des Mines*, décembre 1899. — *Revue de Mécanique*, janvier 1900, p. 135.

un agrandissement photographique d'un diagramme pris sur un moteur Diesel.

Admettons cette hypothèse de M. Lamotte et voyons quelle expression du rendement thermique elle permet d'obtenir.

Soit T″ la température de la masse gazeuse au début de la détente supposée *adiabatique* des gaz

Fig. 10.



brûlés. Les équations (111) seront remplacées par les suivantes :

$$(122) \qquad \frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{V_0}{V_1}\right)^{\gamma'} \qquad \frac{T''}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{\gamma'-1}{\gamma'}}.$$

L'équation (109) reste la même.

Pour calculer la variation d'énergie interne $(U_2 - U_1)$, considérons la suite des transformations FICTIVES suivantes (fig. 10).

(a'_1) Transformation fictive identique à la transformation (a_1). Cette transformation est représentée par les relations (113) et (114).

(a'_2) Transformation fictive identique à la transformation (a_2); elle est représentée par les relations (115) et (116).

(a'_3) Le mélange combustible est échauffé sous la pression constante p' de la température T' à la température T''. Le principe de l'équivalence donne

$$(123) \quad \mathrm{E\,M}\,c_p\,(\mathrm{T''}-\mathrm{T'}) - p'\,(\mathrm{V''}-\mathrm{V'}) = \mathrm{E}\,(\mathrm{U''}-\mathrm{U'}),$$

et la loi de Mariotte fournit l'équation

$$(124) \quad \frac{\mathrm{V'}}{\mathrm{T'}} = \frac{\mathrm{V''}}{\mathrm{T''}} \cdot$$

(a'_4) Combustion sous le volume constant V'' à la température T'', puis détente isothermique des produits de la combustion du volume V'' au volume $\mathrm{V_1}$.

Faisons l'hypothèse suivante :

L'isotherme relative à la température T'' *du mélange des produits de la combustion coïncide avec la courbe* C'' $\mathrm{C_1}$.

Le principe de l'équivalence et les équations des gaz parfaits donnent les relations

$$(125) \quad -\mathrm{E\,Q_{T''}} + \mathrm{E\,M}\frac{\mathrm{R\,T''}}{\mathrm{E}}\,\text{log. nép.}\,\frac{\mathrm{V_1}}{\mathrm{V''}} - \text{aire } \mathrm{V''C''C_1V_1V''} = \mathrm{E}\,(\mathrm{U_1}-\mathrm{U''}),$$

$$(126) \quad p'\,\mathrm{V''} = p_1\,\mathrm{V_1}.$$

Un raisonnement analogue à celui que nous avons fait souvent conduit à l'équation suivante :

$$\begin{aligned} &\text{aire } C_0 C' C'' C_1 C_2 C_0 \\ &= E Q_{T_0} - E M c'_v (T_2 - T_0) + E M c_p (T'' - T') \\ &\quad - E Q_{T''} + E M \frac{R T''}{E} \text{ log. nép. } \frac{V_1}{V''}. \end{aligned}$$

Mais

$$Q_{T_0} - Q_{T''} = M (c_v - c'_v)(T_0 - T'').$$

On a donc

$$\begin{aligned} &\text{aire } C_0 C' C'' C_1 C_2 C_0 \\ &= E M c'_v (T_0 - T'') + E M c'_v (T'' - T_2) \\ &\quad + E M c_p (T'' - T') + E M \frac{R T''}{E} \text{ log. nép. } \frac{V_1}{V''}. \end{aligned}$$

Rendement thermique (hypothèse de M. Lamotte). — Le rendement thermique du moteur a dans le cas actuel pour expression

$$(127) \quad \rho_1 = \frac{M \left[2{,}302585 \frac{RT''}{E} \text{ log. vulg. } \frac{V_1}{V''} + c'_v (T'' - T_2) + c_p (T'' - T') - c_v (T'' - T_0) \right]}{Q_{T''}}$$

Si on suppose que l'on a

$$c_v = c'_v$$

cette expression du rendement devient

$$(128) \quad \rho_2 = \frac{M \left[2{,}302585 \frac{RT''}{E} \text{ log. vulg. } \frac{V_1}{V''} + c_p (T'' - T') - c_v (T_2 - T_0) \right]}{Q_{T''}}$$

Application numérique. — Calculons avec cette formule le rendement thermique du moteur étudié par M. Schröter.

Une mesure faite sur le diagramme de la figure 9 montre que l'on peut poser

$$\frac{V'' - V'}{V_1 - V'} = \frac{1}{2}.$$

$$V'' = 0^{m^3},00287.$$

$$T'' = 652,4 \frac{0,00287}{0,00140} = 1350,47 \text{ (abs.) (éq. 124).}$$

$$p_1 = 23^{atm},45.$$

$$p_2 = 3^{atm},04.$$

$$T_2 = 844^\circ \text{ abs.}$$

$$\rho_2 = \frac{0,01865\,[2,302585 \times 0,08 \times 1350.47 \times 0,1761 + 0.34 \times 698,1 - 0,26 \times 556]}{9,7}$$

$$\rho_2 = 0,27.$$

Ce rendement est encore trop petit; cependant l'hypothèse de M. Lamotte semble être plus proche de la vérité que celle de M. Diesel.

Autre hypothèse. — D'autres ingénieurs font la théorie du diagramme Diesel en assimilant le moteur à combustion sous pression constante. Appliquons la formule (106); nous obtenons la relation

$$10206 = (T_1 - T') \times \left\{ \begin{array}{l} \left[\frac{3,1214 \times 0,217}{CO^2} + \frac{1,2789 \times 0,48}{H^2O} \right. \\ \left. + \frac{0,8841 \times 0,217}{O} + \frac{14,3433 \times 0,244}{Az} \right] \end{array} \right. \text{(1)}.$$

(1) Nous avons supposé, pour faire ce calcul, les chaleurs spécifiques indépendantes de la température; la composition des gaz brûlés a été prise dans l'essai de M. Schröter sur un moteur Diesel, essai dont nous avons déjà parlé. (*Revue de Mécanique*, novembre 1897, p. 1095.)

On trouve

$$T_1 - T' = 2\,050.$$

$$T' = 652{,}4. \qquad T_1 = 2\,050 + 652{,}4 = 2\,702{,}4.$$

Si la combustion est supposée adiabatique, on doit avoir à la fois les deux équations suivantes (voir chap. précédent) :

$$q_{T'} = M\,c_p\,(T_1 - T'),$$

équation qui nous a permis de déterminer

$$T_1 - T',$$

et aussi

$$\frac{V_1}{T_1} = \frac{V'}{T'},$$

ou

$$V_1 = 2702{,}4\,\frac{0{,}0014}{652{,}4} = 0^{m^3}{,}00574.$$

On a donc

$$T_2 = 1\,826^0 \text{ abs}.$$

et

$$\rho_2 = 1 - \frac{1}{1{,}30}\cdot\frac{1538}{2050} = 0{,}42.$$

Si on se donne le volume V_1, c'est-à-dire le commencement de la détente des gaz brûlés, on ne peut plus écrire en général que la combustion sous pression constante est en même temps adiabatique.

Indiquons quelle est dans ce cas la solution du problème.

L'équation (100) du chapitre précédent n'est

plus exacte et l'équation (102) devient, en y faisant l'approximation $T_0 = T'_0$, $T'' = T'$,

$$\text{aire } C_0 C' C_1 C_2 C_0$$
$$= E Q_{T_0} - E M c_v (T_2 - T_0) - E q_{T'} + E M c'_p (T_1 - T')$$

ou, en faisant l'approximation

$$c'_p = c_p$$

et remarquant que, dans ces conditions, $Q_{T_0} = q_{T'}$,

(129) $$\text{aire } C_0 C' C_1 C_2 C_0$$
$$= E M c_p (T_1 - T') - E M c_v (T_2 - T_0).$$

Le rendement thermique est alors

(130) $$\rho_2 = \frac{M [c_p (T_1 - T') - c_v (T_2 - T_0)]}{q_{T'}}.$$

Appliquons cette formule au moteur Diesel pour lequel

$$V_0 = 0^{m^3},021 \qquad V_1 = 0^{m^3},00434 \qquad V' = 0^{m^3},0014.$$

On a

$$T_0 = 288^o \text{ abs.} \qquad T' = 652^o,4 \text{ abs.}$$
$$T_1 = \frac{V_1}{V'} \times T' \qquad \text{(voir la fig. 6)},$$

d'où

$$T_1 = \frac{0,00434}{0,00140} \times 652,4 = 2022,44 \text{ abs.}$$
$$T_2 = 1264^o \text{ abs.}$$
$$\rho_2 = \frac{0,01865 [0,34 \times 1370,04 - 0,26 \times 976]}{9,7} = 0,416.$$

Or les expériences ont montré qu'à pleine charge le rendement thermique réel indiqué

d'un moteur Diesel est égal à 0,34 ou 0,35; le nombre précédent est donc probablement très rapproché du nombre qui exprime le rendement théorique. Devons-nous en conclure que l'hypothèse d'une combustion effectuée sous pression constante est l'expression de la réalité? Nous croyons que dans l'état actuel de nos connaissances sur la nature de cette combustion une telle conclusion serait prématurée.

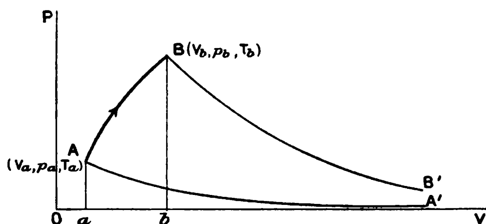
CHAPITRE VII

ÉTUDE CALORIMÉTRIQUE DES DIAGRAMMES RÉELS

Dans les chapitres qui précèdent nous avons fait une étude détaillée des diagrammes théoriques des machines à gaz et nous avons donné les expressions des rendements correspondants. Or les valeurs de ces rendements sont bien supérieures aux valeurs des rendements que donne la pratique. De plus, les diagrammes relevés sur les machines en marche industrielle présentent parfois d'assez notables différences avec ceux que nous venons de décrire. On s'est donc proposé de faire une étude directe de ces diagrammes par des méthodes analogues à celles que plusieurs savants avaient appliquées à la machine à vapeur. Est-il possible de faire une telle extension? C'est ce que nous allons examiner dans ce chapitre.

Méthode de Rankine. — Désignons par AB (fig. 11) une portion quelconque d'un diagramme pris sur une machine à gaz. Par les extrémités A et B passent deux lignes adiabatiques du mélange gazeux qui évolue dans le moteur ; si le mélange gazeux est un gaz parfait, ces lignes sont asymptotes à l'axe des abscisses OV ; désignons ces lignes par AA′ et BB′. Considérons un mélange

Fig. 11.



gazeux dans l'état figuré par A (V_a, p_a, T_a) et dont l'énergie interne est U_A ; faisons passer ce système en l'état figuré par B (V_b, p_b, T_b), état dans lequel il a une énergie interne U_B ; soit Q la quantité de chaleur absorbée pendant cette modification. Le principe de l'équivalence donne l'équation

$$EQ - \text{aire } aABba = E(U_B - U_A).$$

Pour calculer cette quantité de chaleur Q, faisons subir au système les deux modifications suivantes :

1° Transformation adiabatique le long de l'adiabatique BB' prolongée indéfiniment.

Le principe de l'équivalence fournit l'équation

$$(131) \qquad -\text{aire } b\,B\,B'\,b = E\,(U_{B'} - U_B).$$

2° Transformation adiabatique le long de l'adiabatique A'A (supposée prolongée indéfiniment).

Soit $U_{A'}$ l'énergie interne du système dans l'état figuré par A' situé à l'infini sur AA'; les points A' et B' pouvant être considérés comme confondus, on peut admettre que l'on a

$$U_{A'} = U_{B'}.$$

Soit $U_{A'}$ l'énergie interne du système quand il occupe de nouveau le volume V_a sous la pression p_a à la température T'_a.

Nous avons

$$(132) \qquad +\text{aire } a\,A\,A'\,a = E\,(U'_A - U_{A'}).$$

Ajoutons membre à membre les équations précédentes, nous trouvons

$$(133) \qquad E\,Q - \text{aire } a\,A\,B\,b\,a - \text{aire } b\,B\,B'\,b + \text{aire } a\,A\,A'\,a = E\,(U_A' - U_A).$$

Mais si on considère les chaleurs spécifiques comme indépendantes de la température, et si on remarque que les volumes V'_a et V'_b sont infinis, on déduit des équations de la détente adia-

batique des gaz parfaits,

$$\text{aire } b\,\mathrm{B}\,\mathrm{B}'b = \frac{p_b \mathrm{V}_b}{\gamma - 1},$$

relation dans laquelle $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ est le rapport des chaleurs spécifiques du mélange gazeux considéré.

On a de même

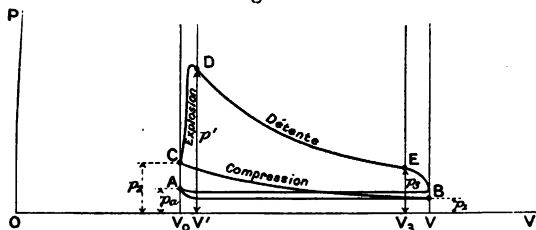
$$\text{aire } a\,\mathrm{A}\,\mathrm{A}'\,a = \frac{p_a \mathrm{V}_a}{\gamma - 1},$$

et par suite

$$(134)\quad \mathrm{E}\,\mathrm{Q} = \text{aire } a\,\mathrm{A}\,\mathrm{B}\,b\,a + \frac{1}{\gamma - 1}(p_b \mathrm{V}_b - p_a \mathrm{V}_a) + \mathrm{E}(\mathrm{U}'_{\mathrm{A}} - \mathrm{U}_{\mathrm{A}}).$$

Appliquons maintenant l'équation (134) à l'étude d'un diagramme réel, en traitant par la méthode précédente chacune des portions du

Fig. 12.



diagramme, c'est-à-dire en considérant successivement les lignes représentatives de la compression, de l'explosion, de la détente des gaz brûlés.

Prenons comme exemple le diagramme de la fig. 12. Deux cas peuvent se présenter :

1° Le long des lignes BC (compression initiale) et DE (détente des gaz brûlés), la masse du système évoluant et la nature de ce système ne se modifient pas; le volume, la pression, la température des gaz composant le système changent seuls. Quand cette masse de gaz reprend après une suite de transformations son volume et sa pression, c'est-à-dire quand le point figuratif de son état reprend sa même position dans le plan POV, l'énergie interne reprend aussi sa valeur initiale.

Dès lors si nous supposons que la ligne AB de la fig. 11 représente une phase de compression (comme la ligne BC de la fig. 12) ou une phase de détente (comme la ligne DE de la fig. 12), l'application de la méthode précédente conduit à la relation

$$U'_A = U_A$$

et l'équation (134) devient

$$(135) \quad EQ = \text{aire } aABba + \frac{1}{\gamma - 1}(p_b V_b - p_a V_a).$$

En mesurant sur le diagramme d'une part l'aire $aABba$ (fig. 11), et d'autre part les quantités p_a, V_a, p_b, V_b, on obtient la quantité de chaleur Q absorbée dans la transformation étudiée.

2° Le long de la ligne CD (explosion) (fig. 12), la nature du système se modifie.

Supposons que la ligne AB de la figure 11 soit une telle ligne. Au point de départ le système est formé par un mélange combustible (d'air et de gaz d'éclairage, par exemple) et a une énergie interne U_A; quand on revient à ce point après avoir suivi. comme plus haut, les deux adiabatiques B B' et A'A le système est constitué par un mélange des produits de la combustion qui a une énergie interne U'_A.

Pour calculer $U'_A - U_A$ considérons la modification fictive suivante.

Prenons le système dans son état initial (mélange combustible); produisons la combustion sous le volume constant V_a à la température T_a, cette réaction absorbe une quantité de chaleur égale à

$$-Q_{T_a};$$

après cette réaction, le mélange des produits de la combustion occupe le volume V_a à la température T_a sous une pression $p'_a < p_a$; on le ramène à occuper le volume V_a sous la pression p_a, il est alors à la température T'_a; cette dernière modification absorbe une quantité de chaleur égale à

$$Mc_v(T'_a - T_a),$$

M, étant la masse du système qui évolue.

La modification fictive considérée absorbe

donc une quantité totale de chaleur égale à

$$-Q_{T_a}+M c_v(T'_a-T_a).$$

Si on remarque que, dans ces conditions, l'énergie interne du système est égale à U'_A, le principe de l'équivalence donne l'équation

$$(136) \quad -Q_{T_a}+Mc_v(T'_a-T_a)=E(U'_A-U_A).$$

Si on connaît la contraction produite par la combustion du mélange gazeux, c'est-à-dire le volume V'_a occupé par le mélange des produits de la combustion sous la pression p_a à la température T_a (volume qui est donné par la composition chimique du mélange combustible), on a

$$(137) \qquad T'_a=\frac{V_a}{V'_a}T_a.$$

L'équation (134) donne alors, en vertu de l'équation (136),

$$(138)\ EQ=\text{aire } a\,A\,B\,b\,a+\frac{1}{\gamma-1}(p_b V_b-p_a V_a)-Q_{T_a}+M c_v(T'_a-T_a).$$

Cette équation permet de calculer la quantité de chaleur absorbée pendant le phénomène réel de l'explosion dans la machine.

Si on néglige la variation de volume produite par la combustion, on a

$$V_a=V'_a \qquad T'_a=T_a,$$

la formule (138) se simplifie et devient

$$(139)\quad EQ = \text{aire}\, aABba + \frac{1}{\gamma - 1}(p_b V_b - p_a V_a) - Q_{T_a}\text{(1)}.$$

Nous venons d'étudier par la méthode de Rankine les périodes de compression, d'explosion, de détente. Cette méthode n'est applicable ni à l'étude du premier temps ni à celle du quatrième temps de la marche du moteur. En effet, pendant ces phases du mouvement, la masse du système dont les pressions et les volumes sont figurés par les points de certaines portions du diagramme réel *ne reste pas constante;* il n'est donc pas possible d'appliquer la théorie précédente aux parties du diagramme réel qui correspondent à ces transformations.

Méthode de Hirn. — La méthode de Hirn, qui a conduit à des résultats si remarquables dans l'étude calorimétrique de la machine à vapeur, permet aussi de faire complètement l'étude calorimétrique d'un moteur à gaz. Nous nous pro-

---

(1) Dans l'application qu'il a faite de cette méthode à des recherches de Brooks et Steward, M. Schöttler détermine au moyen de la formule (135) la quantité de chaleur Q absorbée dans chacune des transformations qui constituent un diagramme réel; les formules (138) et (139) montrent que les valeurs de Q ainsi calculées ne sont exactes que pour les périodes de compression initiale et de détente des gaz brûlés. (Voir R. SCHÖTTLER, *Die Gasmachine*, p. 236 et 247-249.)

posons d'exposer ici les principes de cette méthode.

Premier temps. — Supposons que le piston soit à fond de course au début du premier temps et considérons le système dont l'état initial est défini de la manière suivante :

État initial du système de masse $M_1 + M_2$	*Masse* M_1 *de gaz brûlés* provenant d'une opération précédente et restés dans l'espace nuisible; cette masse occupe le volume V_0 sous la pression p_a à la température T_a; *Masse* M_2 *d'un mélange d'air et de gaz d'éclairage;* elle occupe à l'extérieur du moteur le volume v sous la pression p_0 à la température T_0.

L'énergie interne U_0 du système dans cet état initial est

$$(140) \qquad U_0 = M_1 c'_v T_a + M_2 c_v T_0,$$

en désignant par c'_v la chaleur spécifique sous volume constant des gaz brûlés et par c_v la chaleur spécifique sous volume constant du mélange combustible introduit dans le moteur.

A la fin du premier temps, la masse $M_1 + M_2$ qui se trouve dans le moteur occupe le volume $V_0 + V$ sous la pression p_1 à la température T_1 (fig. 12). L'énergie interne du système dans cet état final à pour expression

$$(141) \qquad U_1 = (M_1 + M_2) c''_v T_1,$$

en appelant c''_v la chaleur spécifique sous volume constant du mélange qui se trouve dans le moteur à la fin du premier temps de la marche.

Désignons par Q_1 la quantité de chaleur absorbée par le système durant cette transfor-

Fig. 12.

mation, par $\Delta_1 W$ son accroissement de force vive et par $\mathcal{T}_1$ le travail qu'il produit, le principe de l'équivalence donne l'équation

$$(142) \quad E Q_1 - \mathcal{T}_1 = \Delta_1 W + E [(M_1 + M_2) c''_v T_1 - M_1 c'_v T_a - M_2 c_v T_0],$$

ou en remarquant que l'on a

$$\mathcal{T}_1 = - p_0 v + \text{ aire } V_0 A B V V_0 \text{ (fig. 12)},$$

on trouve

$$(143) \quad Q_1 = \frac{1}{E} [\text{aire } V_0 A B V V_0 - p_0 v] + \frac{1}{E} \Delta_1 W + (M_1 + M_2) c''_v T_1 - M_1 c'_v T_a - M_2 c_v T_0$$

SECOND TEMPS. — *Compression du mélange combustible.* — A la fin de cette compression, le mé-

lange occupe le volume V_0 sous la pression p_2 à la température T_2.

Le principe de l'équivalence conduit à l'équation :

$$(144) \quad Q_2 = -\frac{1}{E} \text{ aire } V_0CBVV_0 + (M_1 + M_2)c''_v(T_2 - T_1).$$

Explosion. — Désignons par U' l'énergie interne du système en D (fig. 12) à la fin de l'explosion, par Q' la quantité de chaleur absorbée par le système pendant cette modification CD, le principe de l'équivalence donne

$$(145) \quad EQ' = \text{ aire } V_0CDV'V_0 + E(U' - U_2).$$

Pour calculer la différence $(U' - U_2)$ des énergies internes du système à la fin et au début de la modification CD, considérons la suite des modifications *fictives* suivantes :

(a_1) *Combustion sous le volume constant* V_0 *à la température* T_2; cette réaction absorbe

$$-Q_{T_2} \text{calories.}$$

Si U'' est l'énergie interne du système à la fin de cette combustion, nous avons

$$(146) \quad -EQ_{T_2} = E(U'' - U_2),$$

(a_2) *Échauffement des produits de la combustion de la température* T_2 *à la température* T' de telle façon que le point figuratif de leur état se déplace sur

la ligne CD. Soit Q″ la quantité de chaleur absorbée, on obtient :

$$(147)\qquad EQ'' - \text{aire } V_0CDV'V_0 = E(U' - U'') = E(M_1 + M_2)c'_v(T' - T_2).$$

Mais les équations (146) et (147) donnent

$$E(U' - U_2) = -EQ_{T_2} + EQ'' - \text{aire } V_0CDV'V_0 = EQ' - \text{aire } V_0CDV'V_0.$$

On en déduit :

$$(148)\qquad Q' = -Q_{T_2} + Q'' = -Q_{T_2} + \frac{1}{E}\text{aire } V_0CDV'V_0 + (M_1 + M_2)c'_v(T' - T_2).$$

TROISIÈME TEMPS. — *Détente des gaz brûlés.* — On obtient facilement l'équation :

$$(149)\qquad Q_3 = \frac{1}{E}\text{aire } V'DEV_3V' + (M_1 + M_2)c'_v(T_3 - T').$$

QUATRIÈME TEMPS. — *Expulsion des gaz brûlés.* — Définissons l'état final suivant du système évoluant.

État final de la masse $M_1 + M_2$:
- *Masse* M_1 *de gaz brûlés* occupant le volume V_0 de l'espace nuisible sous la pression p_a à la température T_a;
- *Masse* M_2 *de gaz brûlés* expulsés occupant à l'extérieur du moteur un volume v_1 sous la pression p_0 de l'atmosphère à la température T_0 [1].

---

[1] Comme nous l'avons fait remarquer aux pages 20 et 29, nous n'avons pu étudier la première et la quatrième phase du mouvement du moteur qu'en substituant aux modifica-

Désignons par Q_4 la quantité de chaleur absorbée par le système pour passer de l'état initial au moment où s'ouvre en E (fig. 12) la valve d'échappement à l'état final que nous venons de définir; par $\mathfrak{T}_4$, le travail produit; par $\Delta_4 W$, l'augmentation de force vive. Nous trouvons

$$(150) \qquad Q_4 - \frac{1}{E}\mathfrak{T}_4 = M_1 c'_v T_a + M_2 c'_v T_0 - (M_1 + M_2) c'_v T_3 - \frac{1}{E}\Delta_4 W$$

Si on suppose que les produits expulsés restent gazeux pendant l'évacuation (ce qui revient à négliger la condensation de la vapeur d'eau), on a :

$$\mathfrak{T}_4 = p_0 v_1 - \text{ aire } A E V_3 V_0 A,$$

et par suite :

$$(151) \quad Q_4 = \frac{1}{E}(p_0 v_1 - \text{ aire } A E V_3 V_0 A) - \frac{1}{E}\Delta_4 W + M_1 c'_v T_a + M_2 c'_v T_0 - (M_1 + M_2) c'_v T_3$$

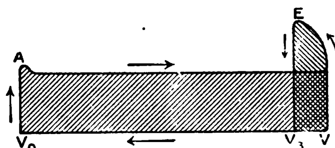
---

tions *réelles inconnues* des modifications *fictives*. Il en résulte que les quantités Q_1 (équation 143) et Q_4 (équation 151) ne représentent que les quantités de chaleur absorbées dans ces modifications *fictives*. De combien diffèrent-elles des quantités de chaleur *réellement* absorbées pendant ces phases du fonctionnement? Nous l'ignorons; toutefois il semble que la quantité Q_4 soit celle qui s'écarte le plus de la valeur réelle, car nous n'avons tenu compte ni de la condensation de la vapeur d'eau ni de la diffusion des gaz dans l'atmosphère.

La figure 13 montre que l'aire A E V_3 V_0 A s'obtient en retranchant de l'aire couverte de hachures [////] inclinées de droite à gauche l'aire couverte de hachures [\\\\] inclinées de gauche à droite.

La quantité de chaleur Q_4 est la somme de deux termes : la quantité de chaleur Q'_4 échangée entre le système évoluant et les parois métalliques du cylindre et du piston, la quantité de chaleur Q''_4 échangée entre le système et le milieu extérieur.

Fig. 13.



Nous pouvons donc écrire

$$Q_4 = Q'_4 + Q''_4$$

Pour déterminer ces quantités de chaleur, ajoutons aux équations que nous venons d'établir la suivante.

Considérons le système formé par le métal du cylindre de la machine (sans l'enveloppe réfrigérante) et par le piston ; admettons que le régime permanent soit établi. Au bout de chaque série

des quatre temps du fonctionnement, ce système revient au même état; de plus le travail produit est nul, la variation du volume des masses métalliques étant négligeable. On peut donc écrire que, pour chaque période de quatre temps de la marche du moteur, la quantité totale de chaleur absorbée par le système est nulle.

Or ce système *dégage :*

Une quantité de chaleur Q_e absorbée par l'eau de réfrigération;

Une quantité de chaleur Q_r perdue par rayonnement.

Il *absorbe :*

La quantité de chaleur — Q_1 (donnée par l'équation 143) cédée à la paroi du cylindre par le mélange gazeux pendant l'admission (on néglige la quantité de chaleur échangée pendant cette phase du fonctionnement entre le mélange gazeux et le milieu extérieur);

La quantité de chaleur — Q_2 cédée à la paroi pendant la compression (équation 144);

La quantité de chaleur — Q' (équations 148) cédée à la paroi pendant l'explosion;

La quantité de chaleur — Q_3 (équation 149) cédée à la paroi pendant la détente;

La quantité de chaleur — Q'_4 cédée à la paroi pendant l'évacuation;

La quantité de chaleur Q_f provenant de la flamme d'allumage.

Nous avons donc :

$$(152) \quad Q_f - [Q_e + Q_r + Q_1 + Q_2 + Q' + Q_3 + Q'_4] = 0,$$

ou en ajoutant membre à membre les équations (143), (144), (148), (149), (151) et en remarquant d'une part que

$$Q_4 = Q'_4 + Q''_4,$$

d'autre part que l'on a sensiblement

$$\Delta_1 W + \Delta_4 W = 0 :$$

$$0 = Q_f - Q_e - Q_r + Q''_4 - \frac{1}{E} \text{aire ABCDEA} + \frac{1}{E} (p_0 v - p_0 v_1)$$
$$+ Q_{T_2} - (M_1 + M_2) c''_v T_2 + (M_1 + M_2) c'_v T_2 - M_2 c'_v T_0 + M_2 c_v T_0.$$

Mais la définition de la chaleur spécifique d'un mélange conduit à la relation

$$(M_1 + M_2) c''_v \doteq M_1 c'_v + M_2 c_v.$$

On en déduit en appelant — Q_{T_0} la quantité de chaleur absorbée dans la combustion sous volume constant à la température T_0 du mélange combustible de masse M_2,

$$(M_1 + M_2) c'_v T_2 - (M_1 + M_2) c''_v T_2 - M_2 c'_v T_0 + M_2 c_v T_0 + Q_{T}$$
$$= Q_{T} + M_2 (c'_v - c_v)(T_2 - T_0) = Q_{T_0}.$$

On a donc finalement

$$(153) \quad Q''_4 = Q_e + Q_r - Q_f + \frac{1}{E} \text{aire ABCDEA}$$
$$- \frac{1}{E} p_0 (v - v_1) - Q_{T_0}$$

Les équations (143), (144), (148), (149), (151), (152) ou (153) contiennent comme inconnues :

$$Q_1, Q_2, Q', Q_3, Q'_4, Q''_4, \Delta_1 W \text{ ou } \Delta_4 W \ (\text{Car } \Delta_1 W + \Delta_4 W = 0).$$

Le problème est donc en général indéterminé. Mais la connaissance de $\Delta_1 W$ et de $\Delta_4 W$ importe peu au point de vue de l'étude que nous nous proposons ici. Si donc on laisse de côté les équations (143) et (151) qui contiennent ces inconnues, les équations (144), (148), (149), (152), (153) permettent de déterminer les quantités Q_2, Q', Q_3, $Q'_4 + Q_1$, Q''_4; mais dans ce cas nous n'avons aucune équation nous permettant de calculer séparément les quantités de chaleur Q'_4 et Q_1. Il faudrait pour cela que l'essai calorimétrique du moteur à gaz comportât la détermination expérimentale de la quantité Q''_4, c'est-à-dire de la quantité de chaleur échangée par les gaz de l'échappement avec le milieu extérieur.

Cette analyse suppose que les quantités de chaleur Q_f, Q_r, Q_e sont connues expérimentalement; la dernière est seule déterminée avec une certaine exactitude.

Les températures T_1, T_2, T', T_3 s'obtiennent en appliquant la loi de Mariotte. On a, en effet, en désignant par R la valeur de la constante qui entre dans cette loi, constante relative au mélange combustible; par R' la même quantité rela-

tive au mélange des produits de la combustion,

$$(154) \qquad T_1 = \frac{(V_0 + V)\, p_1}{R\,(M_1 + M_2)} \qquad T_2 = \frac{V_0\, p_2}{R\,(M_1 + M_2)}$$

$$(155) \qquad T' = \frac{V'\, p'}{R'\,(M_1 + M_2)} \qquad T_3 = \frac{V_3\, p_3}{R'\,(M_1 + M_2)}.$$

$$(156) \qquad p_0\, v = M_2\, R\, T_0 \qquad p_0\, v_1 = M_2\, R'\, T_0.$$

Enfin la température T_a se détermine en prenant la température moyenne des gaz expulsés le plus près possible de l'orifice d'échappement.

On a donc toutes les données nécessaires pour faire l'étude calorimétrique d'un moteur à gaz. Dans l'ouvrage que nous avons plusieurs fois cité, M. Schöttler a fait une application à une expérience de M. Slaby.

CHAPITRE VIII

PRINCIPE DE CARNOT-CLAUSIUS

DIAGRAMME ENTROPIQUE

Modification réversible. — Avant d'énoncer le principe de Carnot-Clausius, il convient de préciser la notion si délicate de *modification réversible*.

Prenons un gaz contenu dans un corps de pompe que ferme un piston; ce piston est chargé d'un poids. Si le poids est assez fort, le piston va s'enfoncer, le gaz sera comprimé; il recevra de l'extérieur, c'est-à-dire du poids qui charge le piston, un certain travail; une certaine quantité de chaleur sera dégagée. Si, au contraire, le poids qui charge le piston est trop faible, le piston va remonter; le gaz se détendra: il produira du travail; le système absorbera de la chaleur. On peut s'arranger de manière à obtenir le premier groupe de modifications ou le second; mais chercher à placer sur le piston un poids tel que, sans qu'on change rien à ce poids, le piston puisse aussi bien s'abaisser que s'élever; que le gaz puisse également se com-

primer et se détendre; qu'il puisse y avoir, à volonté, absorption ou dégagement de chaleur, c'est tenter une œuvre chimérique. Un système donné, dans des conditions données, se transforme nécessairement dans un sens déterminé; il ne se transforme pas indifféremment dans un sens ou dans le sens inverse; la modification qu'il éprouve n'est pas réversible. Pris au pied de la lettre, les mots *modification réversible* sont un non-sens.

Ces mots cependant sont susceptibles de prendre une signification précise, mais par un détour qu'il nous faut suivre.

En chargeant d'un poids convenable le piston qui ferme le corps de pompe, nous pouvons faire que le piston s'enfonce; mettons sur le piston un poids un peu moindre, il s'enfoncera encore; pour que le piston commence à s'enfoncer, il suffit (si nous négligeons les frottements) que la charge surpasse d'une petite quantité, si petite qu'elle soit, le poids que le gaz tiendrait exactement en équilibre. De même, pour que le piston se relève, il suffit qu'il porte une charge tant soit peu inférieure à celle qui maintiendrait l'équilibre. Nous pouvons donc prendre deux charges qui différeront aussi peu que nous voudrons l'une de l'autre et les choisir cependant de telle sorte que l'une obligera le

piston à s'enfoncer et que l'autre le laissera se relever.

Ceci nous montre que toute suite d'états d'équilibre du système formé du piston et de la masse gazeuse est la limite commune de deux séries de modifications réalisables de sens inverse telles que, dans les unes le piston s'élève dans le corps de pompe et que dans les autres il s'abaisse. Cette suite d'états d'équilibre reçoit le nom de *modification réversible*.

Une modification réversible n'est donc pas une modification; c'est une suite continue d'états d'équilibre, limite commune de deux groupes de modifications réalisables de sens inverses (1).

Dire que, d'un état d'équilibre 1 d'un système à un autre état d'équilibre 2 on peut passer par une modification réversible, cela veut dire qu'entre les états 1 et 2 on peut, par une opération purement intellectuelle, ranger une suite continue d'états d'équilibre, limite commune de deux groupes de modifications réalisables de sens inverse. Dire qu'une modification réversible peut être parcourue dans deux sens inverses, c'est dire que l'esprit peut considérer ces états d'équilibre dans un certain ordre ou dans l'ordre

---

(1) P. Duhem, *Traité élémentaire de mécanique chimique fondée sur la thermodynamique*, t. I, p. 59 (Paris, Hermann).

inverse. Faire parcourir à un système une modification réversible est donc une opération de l'esprit et rien de plus.

Cela posé, que veulent dire ces mots : *Telle proposition n'est vraie que pour une modification réversible?*

Leur sens est celui-ci. A proprement parler, la proposition dont il s'agit n'est jamais vraie ; il n'existe aucune modification à laquelle on puisse l'appliquer en toute rigueur. Mais l'erreur commise en appliquant cette proposition à une certaine transformation peut être plus ou moins grande ; elle est d'autant plus petite que, pour renverser le sens de ce changement d'état, il faut apporter une moindre variation aux conditions extérieures dans lesquelles est placé le système qui éprouve cette transformation ; la proposition en question est d'autant moins éloignée de la vérité que les forces auxquelles le système est soumis sont à chaque instant plus voisines de celles qui le maintiendraient en équilibre.

Remarque. — De tout ce que nous venons de dire, il résulte donc que, pour qu'une suite continue d'états d'équilibre d'un système soit une modification réversible de ce système, il faut qu'elle soit la limite commune de deux groupes de modifications réalisables de sens inverses. Il n'en est pas toujours ainsi ; les systèmes qui pre-

sentent des modifications permanentes sont tels que toute suite continue d'états d'équilibre est seulement la limite d'un groupe de modifications réalisables dans un certain sens et non la limite commune de deux groupes de modifications réalisables de sens opposés (¹).

Nous n'étudierons pas ici de semblables systèmes et nous admettrons que tous les systèmes étudiés ici satisfont à la condition suivante :

Toute suite continue d'états d'équilibre du système est une modification réversible.

Il résulte immédiatement de là que, lorsque nous écrirons qu'à tout instant d'une transformation d'un système les équations d'équilibre sont vérifiées, nous exprimerons par cela même que la modification en question sera considérée comme réversible. C'est ce qui arrivera, par exemple, lorsque nous exprimerons qu'un système gazeux qui se transforme obéit à la loi de Mariotte ou à une des lois de transformation des gaz; nous verrons dans un instant l'importance de cette remarque.

Énoncé du théorème de Carnot-Clausius. — La définition de la modification réversible étant

---

(¹) L. Marchis, *Les modifications permanentes du verre et le déplacement du zéro des thermomètres*, p. 27 (Paris, Hermann, 1898).

donnée, nous allons pouvoir énoncer la proposition connue sous le nom de *principe de Carnot-Clausius*. Cette proposition fut énoncée en 1824 par Sadi-Carnot dans l'ouvrage intitulé *Réflexions sur la puissance motrice du feu*. En 1850, Clausius, en précisant le théorème de Carnot, montra qu'il n'était pas incompatible avec le principe de l'équivalence de la chaleur et du travail.

Pour faire cette démonstration, Clausius s'appuie sur une hypothèse. Nous ne suivrons pas la marche adoptée par Clausius. Nous considérerons, ce qui en somme revient au même, la proposition de Carnot précisée par Clausius comme une des hypothèses fondamentales de la Thermodynamique, hypothèse dont toutes les conséquences ont été reconnues jusqu'ici comme étant d'accord avec l'expérience.

Soit un système qui décrit un cycle fermé ; si toutes les transformations qui constituent ce cycle sont réversibles, le cycle est dit *réversible*.

Désignons ces diverses transformations par les lettres M_0, M_1, M_2, ..., M_n. Admettons que, pendant la transformation M_0, le système absorbe une quantité de chaleur Q_0; que, pendant la transformation M_1, il absorbe une quantité de chaleur Q_1; ... que, pendant la transformation M_n, il absorbe une quantité de chaleur Q_n.

Le principe de Carnot-Clausius est le suivant :

Lorsqu'un système parcourt un cycle réversible la somme

(157) $$\frac{Q_0}{T_0} + \frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} + \ldots + \frac{Q_n}{T_n}$$

est égale à zéro.

Les quotients $\frac{Q_0}{T_0}, \frac{Q_1}{T_1}, \ldots, \frac{Q_n}{T_n}$ ont reçu de Clausius le nom de *valeurs de transformation* ou simplement de *transformations*. Moyennant cette définition, on peut avec Clausius énoncer la proposition suivante :

La somme des transformations relatives à un cycle réversible quelconque est égale à 0.

Extension du principe de Carnot-Clausius à une transformation ouverte réversible. — Il est souvent incommode de faire décrire à un système un cycle fermé réversible. Il nous faut donc transformer le principe de Carnot-Clausius de manière à l'étendre à une transformation réversible quelconque.

Posons

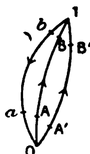
(158) $$\eta = \frac{Q_0}{T_0} + \frac{Q_1}{T_1} + \ldots + \frac{Q_n}{T_n}.$$

Le principe de Carnot-Clausius conduit à cette première proposition :

Lorsqu'un système parcourt un cycle fermé réversible, la quantité η est nulle.

Prenons le système dans un état initial 0 et amenons-le dans un état final 1 par une modification réversible 0AB1 (fig. 14); soit η_1 la valeur que prend η dans cette modification. Le système étant dans l'état 1, ramenons-le à l'état initial 0 par une autre modification réversible $1ba0$; soit η_2 la valeur que prend η dans cette seconde modification. L'ensemble des deux modifications

Fig. 14.



0AB1, $1ba0$ constitue un cycle fermé réversible; l'application à ce cycle du principe de Carnot-Clausius conduit à la relation

$$\eta_1 = -\eta_2. \tag{159}$$

Imaginons maintenant que le système partant du même état initial 0 arrive au même état final 1, non plus par la modification réversible 0AB1, mais par une autre modification réversible 0A'B'1 ; pour cette transformation réversible, la quantité η a une valeur η'. Supposons que le système revienne de l'état 1 à l'état 0 par

la modification réversible $1ba0$. Le principe de Carnot-Clausius donne pour l'ensemble des deux modifications $0A'B'1$, $1ba0$,

$$\eta' + \eta_2 = 0$$

ou, en tenant compte de la relation (159),

$$\eta' = \eta_1. \qquad (160)$$

Cette égalité conduit à la proposition suivante :

Quelle que soit la modification réversible suivie par un système pour passer d'un état initial 0 *à un état final* 1, *la quantité* η *garde toujours une même valeur.*

Cette proposition conduit à énoncer de la manière suivante le principe de Carnot-Clausius :

La quantité

$$\eta = \frac{Q_0}{T_0} + \frac{Q_1}{T_1} + \dots + \frac{Q_n}{T_n},$$

a une valeur qui dépend de l'état initial et de l'état final du système, mais nullement de la nature de la modification réversible qui conduit le système de cet état initial à cet état final.

Entropie d'un système. — Ceci posé, faisons choix, une fois pour toutes, d'un certain état de ce système que nous nommerons l'état α. Supposons que le système passe de l'état α à l'état x par une modification réversible quelconque. La quantité η ne dépend pas de la nature de cette

modification réversible; elle est entièrement déterminée lorsqu'on connaît l'état α et l'état x; pour changer la valeur de η il faudrait changer l'un au moins des deux états α ou x; puisque nous supposons l'état α choisi d'une manière irrévocable, nous pouvons dire que la valeur de η ne dépend plus que du choix de l'état x; nous désignerons cette valeur par S_x.

Proposons-nous de calculer la valeur de la quantité η lorsque le système passe par une modification réversible d'un état initial 0 à un état final 1. Dans ce but, raisonnons de la manière suivante :

Faisons passer le système de l'état α à l'état 0 par une modification réversible, puis de l'état 0 à l'état 1 par une autre modification réversible. Dans la première modification réversible, η a pour valeur, par définition, S_0; dans la seconde modification réversible, η a la valeur que nous voulons calculer. Dans l'ensemble des deux modifications réversibles, η a la valeur $S_0 + \eta$. Mais cet ensemble constitue une modification réversible conduisant le système de l'état α à l'état 1; pour cette modification, η a la valeur S_1. On a donc l'égalité

$$S_1 = S_0 + \eta$$

ou

(161) $$\eta = S_1 - S_0.$$

Nous pouvons donc donner la forme suivante au principe de Carnot-Clausius :

A chaque état x du système on peut faire correspondre une grandeur S_x *telle que l'on ait, pour toute modification réversible qui fait passer le système de l'état initial* 0 *à l'état final* 1, *l'égalité*

$$\eta = S_1 - S_0$$

ou bien encore, en remplaçant η par sa valeur (158),

$$\frac{Q_0}{T_0} + \frac{Q_1}{T_1} + \ldots + \frac{Q_n}{T_n} = S_1 - S_0. \qquad (162)$$

Clausius a donné à la grandeur S_x, qui dépend de l'état x du système, le nom d'*entropie du système pris à l'état x*.

Comme l'énergie interne, *l'entropie d'un système n'est déterminée qu'à une constante près;* cette constante dépend de la nature du système que l'on étudie; elle varie d'une manière entièrement arbitraire quand le système vient à changer, par exemple quand il ne garde pas une masse constante. Nous verrons l'importance de cette remarque.

REMARQUE. — Si on emploie la notation différentielle, l'égalité (162) peut s'écrire :

$$\frac{dQ}{T} = dS \qquad (163)$$

pour une modification réversible infiniment petite, et

$$\int_0^1 \frac{dQ}{T} = S_1 - S_0 \tag{164}$$

pour une modification réversible finie conduisant le système de l'état 0 à l'état 1.

Extension du principe de Carnot-Clausius aux transformations réelles des systèmes doués de viscosité et de frottement. — Considérons un système doué de viscosité et de frottement qui subit une transformation réelle pendant laquelle il possède à chaque instant la même température en tous ses points, cette température étant d'ailleurs variable d'un instant à l'autre.

Soit dQ, la quantité de chaleur absorbée par ce système durant une transformation infiniment petite;

T, la température absolue du système;

$d\tau$, le travail des forces de viscosité et de frottement;

dS, la variation d'une fonction déterminée à une constante près, du seul état du système; nous conservons à cette fonction le nom d'*entropie* du système dans un certain état.

Nous ADMETTRONS qu'entre ces diverses quantités on a la relation :

$$\frac{dQ}{T} = dS - \frac{1}{E}\frac{d\tau}{T}. \tag{165}$$

Si la modification réelle étudiée est non plus infiniment petite, mais finie, et si elle conduit le système de l'état 0 à l'état 1, la relation précédente se transforme en la suivante :

$$\int_0^1 \frac{dQ}{T} = S_1 - S_0 - \frac{1}{E}\int_0^1 \frac{d\tau}{T}. \tag{166}$$

Or le travail de viscosité et de frottement est toujours *positif;* on a donc, en désignant par P une quantité essentiellement positive,

$$\int_0^1 \frac{dQ}{T} = S_1 - S_0 - P. \tag{166 bis}$$

La différence $S_1 - S_0$ a reçu de Clausius le nom de *transformation compensée* et la quantité $(-P)$ le nom de *transformation non compensée.*

Si le système parcourt un cycle fermé, la transformation compensée est nulle, mais la transformation non compensée est négative, de telle sorte que, pour ce cycle réel, on a la célèbre inégalité de Clausius :

$$\int \frac{dQ}{T} < 0. \tag{167}$$

La transformation non compensée est *nulle* dans deux cas particuliers importants :

1° Lorsque la modification subie par le système est *réversible;*

2° Lorsque, durant la modification *réelle* subie

par le système, *le travail des forces de viscosité et de frottement est égal à zéro.*

Ainsi nous *admettrons* comme un *postulatum* dont toutes les conséquences ont été jusqu'ici justifiées par l'expérience, que le principe de Carnot-Clausius mis sous la forme des équations (163) et (164) est applicable non seulement aux modifications réversibles d'un système qui possède à chaque instant de la transformation la même température en tous ses points, mais encore aux modifications *réelles* de ce système dans lesquelles les forces de viscosité et de frottement n'effectuent aucun travail.

Or, en étudiant à partir des équations (165) et (166) les conditions d'équilibre et les propriétés thermodynamiques de certains systèmes doués de viscosité et de frottement. M. Duhem (1) a pu rendre compte dans ses moindres détails des phénomènes présentés par des systèmes tels

---

(1) P. Duhem, Théorie thermodynamique du frottement et des faux équilibres chimiques. (Extrait des *Mémoires de la Société des Sciences physiques et naturelles de Bordeaux*, t. II, 5e série. 1896.) — *Traité élémentaire de mécanique chimique fondée sur la thermodynamique*, t. I, livre II, p. 201 (Paris, Hermann).

J'ai exposé d'une manière élémentaire les principaux points de la théorie de M. Duhem sur les faux équilibres et les explosions dans *Leçons sur les moteurs à gaz et à pétrole*, faites à la faculté des Sciences de Bordeaux (cours autographié). — *Journal de physique*, 3e série, t. IX, 1900, p. 326.

qu'un mélange d'oxygène et d'hydrogène dont on élève la température; il a pu préciser les limites dans lesquelles se produisent ce qu'il a appelé les *états de faux équilibres chimiques*, les circonstances qui font qu'une réaction est ou n'est pas *explosive*. Le postulatum précédent est la base de cette théorie qui a reçu de l'expérience (¹) de nombreuses vérifications.

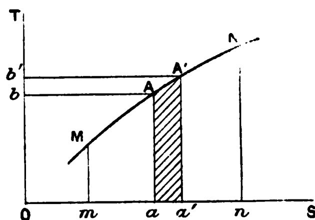
Les résultats de l'expérience nous autorisent donc à considérer un système en état de faux équilibre comme un système doué de viscosité et de frottement; il résulte de là qu'il n'est pas possible d'appliquer les équations (163) et (164) aux modifications d'un tel système dans lesquelles les forces de viscosité et de frottement effectuent un travail qui n'est pas négligeable. Or, parmi ces modifications, se trouvent les phénomènes de rupture des faux équilibres *instables*, c'est-à-dire les *explosions*. A ces transformations, il est nécessaire d'appliquer les équations (165) et (166) et non le principe de Carnot-Clausius sous la forme des équations (163) et (164). Nous verrons en étudiant l'application du diagramme entropique

(¹) H PELABON, *Dissociation de l'acide sélenhydrique*. Thèse de doctorat présentée à la faculté des sciences de Bordeaux (Paris, Hermann). — *Mémoires de la Société des sciences physiques et naturelles de Bordeaux*, 5ᵉ série, t. III, 1888. — A. JOUNIAUX, *C. R.*, t. CXXIX, p. 883, 1899.

aux moteurs à gaz toute l'importance de ces remarques.

Diagramme entropique. — Prenons deux axes de coordonnées rectangulaires ; sur l'axe des abscisses, portons des longueurs proportionnelles aux valeurs de l'entropie S_x correspondant à divers états d'un système, et en ordonnées des longueurs proportionnelles aux températures absolues du système en ces divers états. Nous obtenons dans le plan TOS (fig. 15) divers points représentatifs A, A',..., des états considérés du système. Ces points sont situés sur une courbe telle que MN, représentative d'une suite continue d'états du système.

Fig. 15.



Nous donnons à un ensemble de courbes telles que MN tracées dans le plan TOS le nom de *diagramme entropique* du système étudié.

Sur une courbe MN appartenant au diagramme

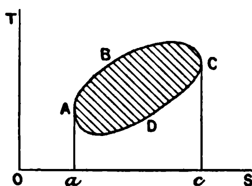
entropique d'un système prenons deux points infiniment voisins A et A'. Considérons une modification *réversible* représentée par l'arc de courbe A A'; si T est la température du système pendant cette modification et dQ la quantité de chaleur absorbée, l'égalité

$$dQ = T\,dS$$

montre que la quantité de chaleur absorbée est représentée par l'aire aAA'$a'a$. La quantité de chaleur absorbée dans une modification *réversible* MAA'N est figurée par l'aire mMAA'Nnm.

Si un système partant d'un certain état initial y revient après une série de transformations, c'est-à-dire décrit un cycle fermé, son point représentatif dans le plan TOS décrit dans ce plan une courbe fermée. Si le cycle considéré est

Fig. 16.

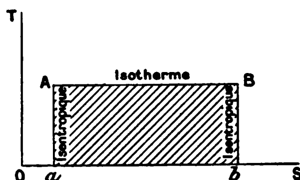


réversible, la quantité de chaleur absorbée est égale à l'aire ABCDA couverte de hachures (fig. 16).

Si le point représentatif de l'état d'un système décrit une courbe fermée dans le plan T O S, le système ne décrit pas nécessairement un cycle fermé. Il ne décrit un tel cycle que si les variables (T, S) suffisent à définir complètement l'état du système; mais si trois variables (T, S, x) sont nécessaires pour définir l'état du système étudié, les courbes tracées dans le plan TOS sont les projections de courbes gauches; celles-ci peuvent ne pas se couper alors que leurs projections se coupent.

Dans ce mode de représentation, les modifications *isothermiques* sont représentées par des droites parallèles à O S. Si la modification iso-

Fig. 17.



thermique A B (fig. 17) est *réversible*, la quantité de chaleur absorbée dans cette modification est égale à l'aire couverte de hachures du rectangle ABbaA. Les modifications isentropiques sont représentées par des parallèles à l'axe O T. *Si les modifications isentropiques considérées sont* RÉVERSIBLES, *elles sont en même temps adiabatiques;* les

droites parallèles à l'axe O T ne représentent *que des modifications adiabatiques réversibles* (1).

Entropie d'un gaz. — Supposons que l'unité de masse d'un gaz obéisse à la loi

(168) $$\mathrm{P\,V}^k = \text{const.}$$

k étant une quantité constante différente du rapport $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ des deux chaleurs spécifiques du gaz étudié.

La loi de Mariotte donne

(169) $$\mathrm{P\,V} = \mathrm{R\,T}.$$

En différentiant ces deux équations on trouve

$$\mathrm{P}\,d\mathrm{V} = \frac{\mathrm{R}}{1-k}\,d\mathrm{T}.$$

Par suite, la quantité de chaleur absorbée dans une modification infiniment petite est

(170) $$d\mathrm{Q} = \mathrm{P}\,d\mathrm{V} + c_v\,d\mathrm{T} = \frac{\mathrm{R}}{1-k}\,d\mathrm{T} + c_v\,d\mathrm{T}$$
$$= \frac{\gamma-k}{1-k}\,c_v\,d\mathrm{T}.$$

(1) D'après ce que nous avons dit plus haut le diagramme entropique représente dans le plan T O S non seulement les modifications réversibles, mais encore les modifications *réelles* d'un système, à la condition que durant ces transformations le travail des forces de viscosité et de frottement soit nul. En particulier, si un système ne présente ni viscosité ni frottement, la représentation de son entropie en fonction de sa température jouit *dans tous les cas* des propriétés que nous avons énoncées.

On déduit de là

$$dS = \frac{dQ}{T} = \frac{k - \gamma}{k - 1} c_v \frac{dT}{T}$$

ou, en intégrant,

$$(171) \qquad S - S_1 = c_v \frac{k - \gamma}{k - 1} \log. \text{nép.} \frac{T}{T_1}.$$

Application du diagramme entropique aux moteurs à gaz. — Pour discuter l'application du diagramme entropique aux moteurs à gaz, prenons comme exemple l'étude publiée par M. Boulvin (*Revue de Mécanique*, février 1897, p. 122) d'après un essai fait par M. le Prof. D.-S. Capper en janvier 1895 sur un moteur Otto-Crossley de sept chevaux nominaux. Nous avons reproduit dans la figure le diagramme en P, V et le diagramme entropique donnés par M. Boulvin.

Données de la question :

1° La masse totale du système évoluant dans le moteur est de $0^{kgr},002293$;

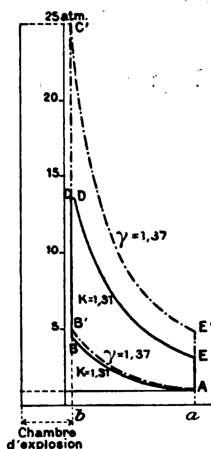
2° Température de la charge avant la compression, 305°, 5 abs.;

3° La chaleur développée par l'explosion est de $9^{cal},135$; ce nombre est le produit du pouvoir calorifique par kilogramme (10 500) par le poids de gaz admis par charge ($0^{kgr},00087$). On suppose que ce gaz brûle complètement;

4° L'ensemble des neuf courbes d'indicateur

relevées pendant l'essai a permis de tracer un diagramme moyen représenté en trait plein dans la figure 18 (diagramme en P, V) ; l'examen des

Fig. 18.



courbes de compression et de détente montre qu'elles répondent à l'équation

$$pv^k = \text{const.}$$

dans laquelle

$$k = 1,31.$$

Le rapport γ des chaleurs spécifiques des gaz (combustible et produits de la combustion) est 1,37.

Les diagrammes ont été tracés comme si le

poids du corps engagé dans le cycle était de 1 kilogramme ; pour ramener la figure au poids réel il suffit d'agrandir les abscisses dans le rapport $\frac{1}{0,002293}$.

Ceci posé, considérons le diagramme en P, V (fig. 18).

Les températures absolues aux points B, C, D, E du diagramme se déterminent en fonction de celle au point de départ A, soit 305°, 5 abs.

Première hypothèse. — *Admettons que l'on puisse considérer le système évoluant dans le moteur comme ayant à chaque instant des transformations* A B, B C, C D, D E *la même température en tous ses points et qu'il soit possible de lui appliquer les lois des gaz parfaits.*

Si p_a, v_a, T_a; p_b, v_b, T_b sont les valeurs de la pression, du volume et de la température aux points A et B, la loi de Mariotte donne

$$\frac{p_a v_a}{T_a} = \frac{p_b v_b}{T_b}.$$

Or les données caractéristiques de la machine font connaître $\frac{v_b}{v_a}$; le diagramme permet de mesurer p_a et p_b ; cette équation donne donc T_b en fonction de T_a.

En opérant de même pour les autres som-

mets C, D, E, M, Boulvin a trouvé

$$T_a = 305^\circ{,}5 \text{ abs.}$$
$$T_b = 443^\circ{,}6$$
$$T_c = 1\,364^\circ{,}4$$
$$T_d = 1\,460^\circ{,}6$$
$$T_e = 1\,024^\circ{,}4$$

Études maintenant les diverses transformations qui constituent le diagramme en P, V.

1° COMPRESSION DU MÉLANGE COMBUSTIBLE; TRANSFORMATION A B. — L'équation de cette courbe est

$$pv^{1,31} = \text{const.}$$

DEUXIÈME HYPOTHÈSE. — *Le travail de la viscosité et du frottement est négligeable.*

La formule (171) donne pour la variation d'entropie pendant cette transformation

$$S_B - S_A = c_v \frac{1{,}31 - 1{,}37}{1{,}31 - 1} \text{ log. nép. } \frac{T_b}{T_a};$$

ou en remarquant que

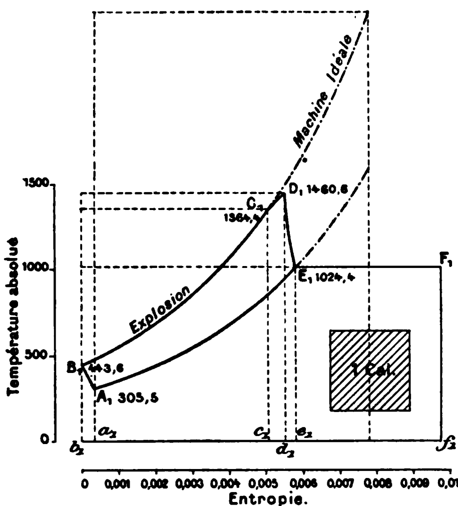
$$c_v = 0{,}1911,$$
$$S_B - S_A = -0{,}014.$$

En prenant pour S_A la valeur arbitraire 0, 014 on trouve $S_B = 0$. La variation d'entropie pendant la compression est représentée sur le diagramme entropique par la courbe $A_1 B_1$ (0^{mill}, 1

par degré, 500 mill. par unité d'entropie) (fig. 19).

L'aire $b_1 B_1 A_1 a_1 b_1$, qui serait nulle si la compression était adiabatique, représente la quantité de chaleur *dégagée* par le système évoluant dans le moteur ou la quantité de chaleur *absorbée* par la paroi durant la compression.

Fig. 19.



Enfin soient U_A l'énergie interne du système dans l'état A, U_B son énergie interne dans l'état B, le principe de l'équivalence donne d'après la fig. 18, en désignant par $-Q_A^B$ la quantité de

chaleur absorbée par le système,

$$(172) \qquad - \mathrm{E\,Q_A^B} + \text{aire } b\mathrm{BA}a = \mathrm{E\,(U_B - U_A)}.$$

2° EXPLOSION. — Cette modification est représentée sur le diagramme réel par les lignes B C et C D.

Pour calculer la variation d'entropie $S_D - S_B$ pendant cette transformation, substituons à la modification réelle la suite des modifications fictives suivantes :

(a_1) *Combustion sous le volume constant* V_b *à la température* T_b.

Cette réaction absorbe une quantité de chaleur égale à

$$- Q_{T_b}.$$

TROISIÈME HYPOTHÈSE. — *Supposons que l'entropie ne varie pas pendant cette réaction* (¹).

Dans le plan TOS le point figuratif de l'état du système garde sa même position B_1 avant et après cette réaction.

(a_2) *Échauffement des produits de la combustion sous le volume constant* v_b *de la température* T_b *à la température* T_c.

(¹) D'après l'équation (166) cette hypothèse revient à la suivante : *pendant la réaction considérée le travail de viscosité et de frottement est égal à* $E\,Q_{T_b}$

Cette modification fictive, pour laquelle on peut toujours considérer comme négligeable le travail de viscosité et de frottement, absorbe une quantité de chaleur

$$c_v\,(T_c - T_b).$$

La variation d'entropie est

$$S_C - S_B = c_v \text{ log. nép. } \frac{T_c}{T_b}$$

c'est-à-dire

$$S_C - S_B = 0{,}216.$$

ou

$$S_C = 0{,}216$$

puisque

$$S_B = 0$$

C_1 est dans le plan TOS (fig. 19) le point figuratif de l'état du système à la fin de cette modification fictive.

Si $B_1\,C_1$ est la courbe qui a pour équation

$$S - S_B = c_v \text{ log. nép. } \frac{T}{T_b},$$

l'aire $b_1\,B_1\,C_1\,c_1\,b_1$ figure la quantité de chaleur *absorbée* pendant cette même modification fictive à laquelle sont applicables les équations (163) et (164).

(a_3) *Échauffement des produits de la combustion sous la pression constante p_c de la température T_c à la température T_d.*

Cette modification absorbe une quantité de chaleur

$$c_p (T_d - T_c).$$

La variation d'entropie est donnée par la formule

$$S_D - S_C = c_p \text{ log. nép. } \frac{T_d}{T_c},$$

c'est-à-dire

$$S_D - S_C = 0,018.$$

ou

$$S_0 = 0,234.$$

D_1 est dans le plan TOS le point figuratif de l'état du système à la fin de cette modification fictive.

Si $C_1 D_1$ est la courbe qui a pour équation

$$S - S_C = c_p \text{ log. nép. } \frac{T}{T_c},$$

l'aire $c_1 C_1 D_1 d_1 c_1$ représente la quantité de chaleur *absorbée* pendant cette modification fictive durant laquelle on peut considérer le système comme dénué de viscosité et de frottement.

La quantité de chaleur absorbée par le système pendant les deux modifications fictives (a_2) et (a_3) est représentée dans le plan TOS par l'aire $b_1 B_1 C_1 D_1 d_1 b_1$.

3° DÉTENTE DES GAZ BRULÉS.

QUATRIÈME HYPOTHÈSE. — *Durant cette détente qui*

s'effectue suivant la courbe D E (fig. 18), *le travail de la viscosité et du frottement est négligeable.*

La variation d'entropie est :

$$S_E - S_D = c_v \frac{1.31 - 1{,}37}{1.31 - 1} \text{ log. nép. } \frac{T_e}{T_d},$$

c'est-à-dire

$$S_E - S_D = 0{,}013.$$

ou

$$S_E = 0{,}247.$$

E_1 est dans le plan TOS le point figuratif de l'état du système à la fin de cette modification fictive.

Si D_1 E_1 est la courbe qui a pour équation

$$S - S_D = c_v \frac{k - \gamma}{k - 1} \text{ log. nép. } \frac{T}{T_d}$$

l'aire $d_1 D_1 E_1 e_1 d_1$ représente la quantité de chaleur *absorbée* pendant cette modification.

Ceci posé, la quantité totale de chaleur absorbée pendant l'ensemble des modifications fictives (a_1), (a_2), (a_3) et pendant la détente a pour expression

$$(173) \quad -Q_{T_b} + c_v (T_c - T_b) + c_p (T_d - T_c) + Q_D^E = Q.$$

en désignant par Q_D^E la quantité de chaleur absorbée pendant la détente.

Cherchons la relation qui existe entre cette quantité de chaleur Q et la quantité de chaleur Q'

qui est *réellement* absorbée pendant les phases de l'explosion et de la détente par le système évoluant dans le moteur.

Pour cela désignons par U_B l'énergie interne du système dans l'état B et par U_E son énergie interne dans l'état E, le principe de l'équivalence donne

$$(174) \quad E\,Q' - \text{aire } b\,B\,C\,D\,E\,A\,a = E\,(U_E - U_B).$$

Mais il est facile de voir qu'en comparant les transformations réelles $BC + CD + DE$ (fig. 18) aux transformations (a_1), (a_2), (a_3), DE, le travail produit par le système évoluant et sa variation d'énergie interne ont les mêmes valeurs dans les deux cas. Il est donc permis d'écrire que l'on a la relation

$$(175) \qquad Q' = Q.$$

Posons

$$(176) \quad Q_1 = c_v\,(T_c - T_b) + c_p\,(T_d - T_c) + Q_D^E.$$

Cette quantité de chaleur Q_1 est représentée dans le plan TOS (fig. 19) par l'aire $b_1 B_1 C_1 D_1 E_1 e_1 b_1$. Elle est, comme on dit quelquefois, la *quantité de chaleur visible au diagramme pendant l'explosion et la détente*.

D'autre part ajoutons membre à membre les équations (172), (174), (175), nous trouvons :

$$(177) \quad E\,(Q - Q_A^B) - \text{aire } A\,B\,C\,D\,E\,A = E(U_E - U_A).$$

Enfin, comme nous l'avons montré en faisant la théorie du diagramme Beau de Rochas-Otto, nous avons

(178) $E(U_A - U_E) = - E Q_{T_a} + E c_v (T_e - T_a).$

Les équations (177) et (178) retranchées membre à membre donnent donc en tenant compte de la relation (173)

(179) aire A B C D E A $= E[(Q_{T_a} - Q_{T_b}) + (Q_1 - Q_A^B) - c_v(T_e - T_a)]$

Traçons maintenant dans le plan TOS (fig. 19) la courbe $A_1 E_1$ qui a pour équation

$$S - S_A = c_v \text{ log. nép. } \frac{T}{T_a};$$

elle donne

$$S_E - S_A = 0{,}233$$

ou

$$S_E = 0{,}247$$

c'est-à-dire le point E_1 et l'aire $a_1 A_1 E_1 e_1 a_1$ représente, d'après (171), la quantité de chaleur

$$c_v (T_e - T_a).$$

D'après la représentation dans le plan TOS des quantités de chaleur Q_1 et Q_A^B, la quantité de chaleur

$$Q_1 - Q_A^B - c_v (T_e - T_a),$$

est représentée dans le même plan TOS par l'aire $A_1 B_1 C_1 D_1 E_1 A_1$.

Or nous faisons dans tout le calcul les approximations suivantes :

1° *Les chaleurs spécifiques du mélange combustible et du mélange des produits de la combustion sont égales entre elles.*

On en déduit la relation

$$Q_{T_a} = Q_{T_b}.$$

2° *Le travail résistant dû à la contre-pression des gaz brûlés pendant leur échappement dans l'atmosphère est négligeable*

De ces approximations il résulte que la quantité de chaleur équivalente au travail indiqué a pour expression d'après (176)

$$Q_1 - Q_A^B - c_v (T_e - T_a)$$

et que l'aire $A_1 B_1 C_1 D_1 E_1 A_1$ représente cette quantité de chaleur dans le plan TOS.

Nous pouvons donc résumer ce que nous venons de dire dans le tableau suivant :

Chaleur disponible par l'explosion	$Q_{T_b} = 9.135^{\text{cal}}$.
Chaleur transformée en travail indiqué	$Q_1 - Q_A^B - c_v(T_e - T_a) = 1,7818^{\text{cal}}$.
(Elle est obtenue en planimétrant l'aire $A_1 B_1 C_1 D_1 E_1 A_1$.)	
Chaleur dégagée par le système évoluant pendant la compression ou *chaleur absorbée par la paroi pendant la compression*...	$Q_A^B = 0,1331^{\text{cal}}$.

(Elle est obtenue en planimétrant l'aire $b_1 B_1 A_1 a_1 b_1$.)

Chaleur dégagée par le système évoluant pendant la course motrice ou *chaleur absorbée par la paroi pendant la course motrice.* $-Q = Q_{T_b} - Q_1 = 4{,}0721^{cal}$.

(La chaleur visible au diagramme Q_1 est obtenue en planimétrant l'aire $b_1 B_1 C_1 D_1 E_1 e_1 b_1$; l'autre chaleur est obtenue par différence.)

Chaleur $(U_E - U_A)$ (relation 178)............... $-Q_{T_a} + c_v(T_e - T_a) = -5{,}987^{cal}$.

(La chaleur $c_v(T_e - T_a)$ s'obtient en planimétrant l'aire $a_1 A_1 E_1 e_1 a_1$.)

Ceci posé, considérons le cylindre du moteur (sans l'enveloppe à circulation d'eau) et le piston. Quand le régime permanent est établi, on peut admettre que ces deux solides sont dans le même état au début et à la fin d'une série des quatre temps de la marche du moteur; il en résulte que la quantité totale de chaleur absorbée par ce système est nulle. Cette quantité totale de chaleur est la somme de :

1° La quantité $-q_e$ de chaleur dégagée par le métal du cylindre et fournie à l'eau de réfrigération ;

2° La quantité $-q_r$ de chaleur perdue par rayonnement;

3° La quantité q de chaleur absorbée pendant le premier et le quatrième temps, chaleur fournie par les gaz évoluants;

4° La quantité de chaleur Q_A^B absorbée pendant la période de compression;

5° La quantité de chaleur $-Q = Q_{T_b} - Q_1$ absorbée pendant les phases de l'explosion et de la détente;

On a donc :

$$q - q_e - q_r + Q_A^B + Q_{T_b} - Q_1 = 0,$$

ou

$$q = q_e + q_r - Q_A^B - (Q_{T_b} - Q_1). \quad (180)$$

Dans les expériences précédentes

$$q_e = 4{,}047 \text{ calories},$$
$$q_r = 0{,}137 \text{ calories}$$

(cette quantité n'a pas été déterminée exactement, mais seulement évaluée à peu près).

Par suite :

$$q = -0{,}0212 \text{ calories}$$

Dans les échanges de chaleur qui se produisent pendant le premier et le quatrième temps entre le système évoluant gazeux et les masses métalliques du cylindre de la machine et du piston, ces parois dégagent finalement 0,0212 calories, chiffre insignifiant dans le cas actuel.

Étudions maintenant les transformations du système défini de la manière suivante :

1° Le cylindre du moteur (sans l'enveloppe à circulation d'eau) et le piston;

2° La masse du système évoluant; elle est la somme de la masse M_1 des gaz brûlés restant dans l'espace nuisible et de la masse $(M_2 + M'_2)$ du mélange combustible (M_2, masse du gaz d'éclairage), (M'_2, masse de l'air) introduit dans le moteur.

Appliquons le principe de l'équivalence aux transformations de ce système produites pendant les quatre temps de la marche en définissant pour le système évoluant l'état initial et l'état final suivants :

État initial de la masse $M_1 + M_2 + M'_2$ supposée égale à l'unité.	*Masse* M_1 des gaz brûlés restés dans l'espace nuisible et occupant le volume de cet espace à une certaine température sous une pression voisine de celle de l'atmosphère; *Masse* $M_2 + M'_2$ du mélange combustible occupant le volume v'_1 sous la pression p_a de l'atmosphère à la température T_1.
État final de la masse $M_1 + M_2 + M'_2$ supposée égale à l'unité.	*Masse* M_1 des gaz brûlés; état final identique à l'état initial; *Masse* $M_2 + M'_2$ du mélange des produits de la combustion occupant le volume v_1' sous la pression p_a à la température T_1.

La quantité totale de chaleur *absorbée* se compose :

1° De la quantité de chaleur — q_e; q_e repré-

sente la chaleur absorbée par l'eau du réfrigérant;

2° De la quantité de chaleur — q_r; q_r représente la chaleur dégagée par rayonnement;

3° Le la quantité de chaleur — q; q représente la quantité de chaleur dégagée à l'extérieur du moteur par la masse $M_2 + M'_2$ des gaz brûlés s'échappant de ce moteur pendant le quatrième temps de la marche; nous négligeons la quantité de chaleur échangée pendant le premier temps entre le milieu extérieur et la masse $M_2 + M'_2$ de gaz combustible pénétrant dans le moteur.

Le travail produit est égal à la somme :

1° De l'aire ABCDEA (fig. 18), en négligeant le travail de la contre-pression pendant la période d'échappement;

2° Du travail — $p_a v_1$ produit pendant le premier temps (introduction de la masse combustible $M_2 + M'_2$);

3° Du travail Θ produit pendant le quatrième temps par la masse $M_2 + M'_2$ de gaz brûlés qui s'échappent dans l'atmosphère.

Le principe de l'équivalence donne donc, en désignant par Δ U la variation d'énergie interne,

$$-Eq_e - Eq_r - Eq - \text{aire ABCDEA} + p_a v_1 - \Theta = E\Delta U;$$

d'où on déduit :

$$(181) \quad q = -q_e - q_r - \Delta U - \frac{1}{E}(\text{aire ABCDEA} - p_a v_1 + \Theta).$$

Mais si on considère l'état initial et l'état final du système, on voit que la variation ΔU est égale à la variation d'énergie interne de la masse $M_2 + M'_2$ passant de l'état de mélange combustible sous la pression p_a à la température T_1 à l'état de mélange des produits de la combustion dans les mêmes conditions de température et de pression. Si on admet que la chaleur de combustion sous volume constant du mélange employé est indépendante de la température et que les gaz de la combustion peuvent être regardés comme des gaz parfaits, on peut écrire que l'on a

$$(182) \qquad \Delta U = -Q_{T_b}.$$

Si on néglige la condensation de la vapeur d'eau pendant la période d'échappement des gaz, on a $\Theta = p_a v'_1$; si enfin on néglige la différence $(v_1 - v'_1)$ des volumes du gaz combustible et des gaz de la combustion pris dans les mêmes conditions de température et de pression $(\Theta - p_a v_1 = 0)$, l'équation (181) devient :

Quantité de chaleur dégagée à l'extérieur par les gaz de l'échappement $= q$ ou

$$(183) \qquad q = -q_e - q_r + Q_{T_b} - \frac{1}{E}\,\mathrm{ABCDEA}$$

En remplaçant les lettres par leurs valeurs

données plus haut, nous trouvons

$$q_e = 4{,}047 \quad q_r = 0{,}137$$

$$Q_{T_b} = 9{,}135 \quad \frac{1}{E} \text{ aire ABCDEA} = 1{,}7818$$

Quantité de chaleur dégagée à l'extérieur par les gaz de l'échappement $= q = 3{,}169$ calories.

La variation totale d'énergie interne ΔU peut s'écrire

$$(184) \qquad \Delta U = \Delta_1 U + U_E - U_A$$

$\Delta_1 U$ *représentant la somme des variations de l'énergie interne du système évoluant dans le moteur pendant le premier temps et pendant le quatrième temps.*

En faisant les approximations qui nous ont conduit à la relation (182) et en tenant compte de la relation (178), la relation (184) devient :

$$(185) \quad \Delta_1 U = -c_v (T_e - T_a) = -\text{ aire } a_1 A_1 E_1 e_1 a_1.$$

Avec les données numériques dont nous nous sommes déjà servis nous trouvons

$$\Delta_1 U = -3{,}148 \text{ calories}$$

Tels sont les principaux résultats que nous fournit une analyse rigoureuse des essais d'un moteur à gaz. Les mêmes conclusions eussent

pu être obtenues d'une manière plus simple sans recourir à la représentation entropique; celle-ci n'est d'ailleurs susceptible que d'une application très limitée. En effet si elle nous donne directement par l'application des équations (163) et (164) la valeur des quantités de chaleur absorbées pendant la compression et pendant la détente, il n'en est plus de même quand il s'agit d'analyser les autres phases du fonctionnement du moteur. Pendant l'explosion la quantité de chaleur absorbée est donnée par l'équation (186), dérivée de l'équation (165)

$$Q = \int T\,dS - \frac{1}{E}\tau. \tag{186}$$

dans laquelle τ désigne le travail des forces de viscosité et de frottement.

Comme on ne connaît que le signe de τ, il a fallu pour avoir Q prendre une méthode détournée qui, pour être justifiée, a rendu l'analyse assez complexe. Enfin l'étude de la période d'introduction et celle de la période d'échappement n'ont pu être abordées par la méthode du diagramme entropique; dans la figure 19, aucune courbe ne représente la variation de l'entropie en fonction de la température pendant ces deux phases du mouvement. En effet si, par une approximation qui est déjà discutable, on peut

considérer le système évoluant comme ayant la même température en tous ses points à chaque instant des phases de compression et de détente, il n'est pas possible d'admettre qu'il en est ainsi durant le premier et le quatrième temps, phases dans lesquelles la partie du système évoluant qui se trouve dans le moteur a une masse continuellement variable. Pour étudier ces périodes du fonctionnement, on est obligé d'abandonner la méthode du diagramme entropique pour revenir à la méthode générale de Hirn, fondée uniquement sur le principe de l'équivalence. C'est ce que nous avons fait dans les calculs qui précèdent pour obtenir les échanges de chaleur entre le système évoluant et les masses métalliques du cylindre et du piston, pour calculer la chaleur dégagée à l'extérieur par les gaz de l'échappement, etc.

En résumé, la méthode de représentation graphique des quantités de chaleur mises en jeu pendant le fonctionnement d'un moteur à gaz, méthode fondée sur l'application du théorème de Carnot-Clausius, se présente à nous comme une méthode dont la puissance est très limitée, dont l'application est délicate et dont l'utilité au point de vue pratique est certainement contestable. Cette méthode appliquée sans une discussion approfondie des conditions de sa légitimité a con-

duit quelques ingénieurs à déduire de la considération du diagramme entropique certaines propositions dont l'exactitude est douteuse. C'est ainsi que M. Boulvin, dans l'excellent article que nous avons cité plus haut, dit que l'aire $a_1 A_1 E_1 e_1 a_1$ (fig. 19) représente « *la chaleur perdue par les gaz de l'échappement sous forme de chaleur interne* ». La relation (185) nous montre qu'il n'en est pas ainsi; l'aire en question représente la diminution de l'énergie interne ou de la chaleur interne du système évoluant dans le moteur pendant le premier et pendant le quatrième temps du fonctionnement, c'est-à-dire, si on admet que tous les gaz sont parfaits et que T_n est la température des gaz contenus dans l'espace nuisible,

$$(187) \qquad c_v [T_a - M_1 T_n - (M_2 + M'_2) T_1] + c_v [(M_2 + M'_2) T_1 + M_1 . T_n - T_e] = \Delta_1 U.$$

On voit donc que la proposition de M. Boulvin n'est exacte qu'à la condition de considérer le premier terme comme négligeable par rapport au second, ce qui n'a lieu que dans certains cas particuliers.

Nous pensons donc que, dans l'étude calorimétrique d'un moteur à gaz, il est plus simple et plus fécond de ne pas considérer la représentation entropique et d'aborder le problème par la

méthode générale du principe de l'équivalence qui a conduit Hirn, et après lui l'un de ses plus brillants disciples, M. Dwelshauvers-Dery, à des découvertes si remarquables dans le domaine des moteurs thermiques.

FIN

TABLE DES MATIÈRES

CHAPITRE III

Diagramme Charon.

CHAPITRE IV

Étude physique de la régulation des moteurs à gaz à explosion.

CHAPITRE V

Diagramme Brayton.

CHAPITRE VI

Diagramme Diesel.

CHAPITRE VII

Étude calorimétrique des diagrammes réels

CHAPITRE VIII

Principe de Carnot-Clausius. — Entropie. — Diagramme entropique ; son application aux moteurs à gaz.

FIN DE LA TABLE DES MATIÈRES

PARIS
TYPOGRAPHIE PLON-NOURRIT ET Cie
8, rue Garancière.